Untersuchung der Kernreaktionen

$^{208}Pb + {}^{58}Ni$ und

$^{208}Pb + {}^{64}Ni$

mit einem fokussierenden Flugzeitspektrometer

Inaugural - Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
zu Frankfurt am Main

von

Karl Sapotta
aus Bad Altheide

Frankfurt am Main 1983

Untersuchung der Kernreaktionen

$^{208}Pb + {}^{58}Ni$ und

$^{208}Pb + {}^{64}Ni$

mit einem fokussierenden Flugzeitspektrometer

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades

der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik

der Johann Wolfgang Goethe-Universität

zu Frankfurt am Main

von

Karl Sapotta

aus Bad Altheide

Frankfurt am Main 1983

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Gedruckt mit Genehmigung des Fachbereichs Physik

der Universität Frankfurt am Main

Dekan:	Prof. W. Jung
Erster Berichterstatter:	Prof. Dr. K. Stelzer
Zweiter Berichterstatter:	Prof. Dr. J.A. Maruhn
Tag der mündlichen Prüfung:	12. Juli 1983

INHALT

Einleitung 1

Erster Teil

Magnetische Fokussierung an einem Flugzeitspektrometer 5

A. Grundsätzliche Überlegungen zum Flugzeitspektrometer 5

B. Das fokussierende Flugzeitspektrometer am Meßplatz Z3 der GSI 7

C. Berechnung von Ionenbahnen 10

1. Rechenmethode 10

2. Detektorgröße 11

3. Aperturblenden-Öffnung 13

4. Flugweg-Dispersion 14

D. Effektiver Raumwinkel 16

1. Berechnung von Transmissionskurven 16

2. Messung von Transmissionskurven 17

E. Winkelauflösung 25

1. Berechnung der Winkelauflösung 25

2. Experimentelle Überprüfung der Winkelauflösung 30

F. Zusammenfassung des ersten Teils 32

Zweiter Teil

Untersuchung der Kernreaktionen $^{208}Pb + ^{58}Ni$ und $^{208}Pb + ^{64}Ni$ 33

A. Experimentaufbau 33

1. Targets 33

2. Streukammer 37

3. Detektoren 37

4. Fokussierung 44

5. Elektronische Signalverarbeitung und Datenaufnahme 44

B. Datenauswertung 49

1. Aufbereitung der Rohdaten 50

2. Transformation in das Schwerpunktssystem 61

3. Bestimmung von Wirkungsquerschnitten 65

4. Korrekturen der A-Z-E-Verteilungen 66

C. Elastische Streuung 71

D. Quasielastischer Transfer 76
1. Festlegung des quasielastischen Kanals 77
2. Q-Wert-Fenster 79
3. Transfer-Wahrscheinlichkeit 80
E. Intermediäre und tief-inelastische Reaktionen 89
1. Korrektur des Reaktions-Q-Werts 89
2. Energie- und Winkelbereich der Daten 90
3. Diffusion 93
4. Mittelwerte der Massen- und Ladungsverteilungen 95
5. Varianzen der Massen- und Ladungsverteilungen 104
6. Energieverlustrate 110
F. Zusammenfassung des zweiten Teils 113
Literaturverzeichnis 115

EINLEITUNG

Bei Kernreaktionen mit schweren Ionen (Massenzahl $A \geq 40$) wird ein beträchtlicher Anteil des gesamten Reaktions-Wirkungsquerschnitts von den quasielastischen bis tief-inelastischen Reaktionen gebildet. Sie füllen den Drehimpuls-Bereich zwischen der elastischen Streuung und den Compoundkern-Reaktionen (Fusion) aus und bilden mit ihren Eigenschaften einen mehr oder weniger kontinuierlichen Übergang zwischen den unterschiedlichen Reaktionstypen.
Während Kernreaktionen mit Nukleonen oder leichten Ionen (z.B. ^{4}He) sich in der überwiegenden Zahl der Fälle an Hand der Winkelverteilung und der Anregungsfunktion eindeutig den direkten oder den Compoundkern-Reaktionen zuordnen lassen, zeigen die tief-inelastischen Reaktionen Charakteristika beider Reaktionstypen (Übersicht s. Sc77, Le78, Ba80, Gob80). Einerseits wird ein großer Teil der kinetischen Energie und des Bahndrehimpulses in innere Anregung der Reaktionspartner überführt und findet ein beträchtlicher Massenübertrag statt, andererseits behalten die beteiligten Stoßpartner ihre Unterscheidbarkeit bei und zeigen die Winkelverteilungen eine ausgeprägte Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie.
Die Reaktionszeiten liegen in der Größenordnung, die das System zur Einstellung des Gleichgewichts bestimmter Freiheitsgrade (Temperatur, Ladungs-Asymmetrie, Massen-Asymmetrie) braucht, so daß sich Schwerionen-Reaktionen gut zur Untersuchung der Gleichgewichts-Einstellung eignen.

Auf Grund der im Vergleich zu den Abmessungen des Streusystems kleinen Wellenlängen von größenordnungsmäßig 0.1 fm an der Coulomb-Barriere lassen sich die Trajektorien in guter Näherung klassisch beschreiben. Man geht bei der Beschreibung der Schwerionen-Stöße von der Vorstellung aus, daß durch die attraktiven Kernkräfte die Stoßpartner eine gewisse Zeit aneinander haften, ohne daß eine Verschmelzung zu einem Compoundkern erfolgt. An der Kontaktstelle findet ein Austausch von Nukleonen statt, dabei werden kinetische Energie und Bahndrehimpuls in innere Anregung übergeführt. Die Kerne vollziehen wegen des hohen Bahndrehimpulses von

größenordnungsmäßig 100 $\hbar$ eine Rotationsbewegung um den Schwerpunkt. Nach einer Zeit, die im allgemeinen kleiner als die Rotationsperiode des Systems ist, trennen sich die Massenrümpfe wieder, so daß die Ablenkung des Streuwinkels in Vorwärtsrichtung, in Extremfällen sogar zu negativen Winkeln, bei nicht allzu schweren Systemen (z.B. $^{40}Ar + ^{232}Th$ (Ar73, Wi73)) als Maß für die Kontaktzeit dienen kann (Nö74). Bei sehr schweren Systemen (z.B. $^{136}Xe + ^{209}Bi$ (Sc78, Wi80, Wo81)) reichen die Kontaktzeiten insbesondere bei verhältnismäßig geringer Energie wegen der leichteren Spaltbarkeit der Systeme und der großen Trägheitsmomente nicht mehr zu einer Ablenkung in Vorwärtsrichtung aus. In diesem Fall wird eine Fokussierung der Reaktionsprodukte auf den Bereich des Grazing-Winkels beobachtet. Als Maß für die Kontaktzeit kann der kinetische Energieverlust herangezogen werden (Sch77). Die absolute Reaktionszeit läßt sich allerdings nicht direkt messen, so daß Modellannahmen in die Festlegung der Zeitskala eingehen.

In einer statistischen Beschreibung des Nukleonenaustausch-Prozesses ist die Zahl der transferierten Nukleonen direkt durch die Varianz der Massenverteilung gegeben, so daß die Bestimmung dieser Meßgröße eine wesentliche Aufgabe bei der Untersuchung der Schwerionen-Reaktionen darstellt. Ein großer Teil der veröffentlichten Messungen beschränkt sich allerdings auf die Elementverteilungen. Die Untersuchung des Verhältnisses der Varianzen der Element- und Massenverteilungen kann bei der Interpretation solcher Messungen hilfreich sein.

Das fokussierende Flugzeitspektrometer am Schwerionen-Beschleuniger UNILAC bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt erlaubt es, neben einer guten Energie- und Z-Auflösung eine gute Massentrennung bis zu Massenzahlen A ≈ 100 zu erreichen. Die magnetische Fokussierung der Reaktionsprodukte auf den Detektor bringt eine Vergrößerung des Raumwinkels um den Faktor 8 bis 30 und erlaubt damit die ungewöhnlich lange Flugstrecke von fünf Metern.

Ziel der vorliegenden Untersuchungen war es, mit Hilfe von Messungen am Flugzeitspektrometer Analysen der ersten und zweiten Momente der A- und Z-Verteilungen in Abhängigkeit von den dynamischen Variablen Q-Wert und

Reaktionswinkel durchzuführen sowie die Q-Wert-Spektren ausgewählter Reaktionsprodukte mit guter Auflösung zu messen. Damit sollten Fragestellungen betreffend den Zusammenhang zwischen Energieverlust und Nukleonen-Transfer, die Einstellung des Ladungs- und Temperatur-Gleichgewichts und die Kopplung zwischen verschiedenen Reaktionskanälen bei einer Strahlenergie von ca. 30 MeV über der Coulomb-Barriere untersucht werden. Ein besonderer Augenmerk wurde dabei auf den Energieverlust-Bereich bis etwa 50 MeV gelegt. Bei größeren Energieverlusten zeigen sehr viele Systeme, insbesondere solche mit etwas höherer Energie im Eingangskanal ($E_i/E_B \geq 1.2$), ein praktisch gleichförmiges Verhalten (Wo82).

Die Messungen schlossen an das zuvor in der Arbeitsgruppe untersuchte System $^{40}Ar + ^{208}Pb$ (Re78, Ar80, Ha81) an. Es wurde ein schwereres System angestrebt, wobei allerdings zu berücksichtigen war, daß die Massen der zu erwartenden Reaktionsprodukte in einem Rahmen bleiben sollten, der gute Massenauflösung am Flugzeitspektrometer versprach.

Die Wahl fiel sowohl aus physikalischen als auch aus technischen Gründen auf das Blei + Nickel-System (mit Nachweis der targetähnlichen Reaktionsprodukte). Einfach- beziehungsweise zweifach-magische Stoßpartner ermöglichen die Untersuchung von Schalen-Effekten auf die Reaktion, zeigen eine verhältnismäßig geringe Tendenz zur Deformation und vereinfachen auf Grund großer Niveauabstände die Messung diskreter Ausgangskanäle. Die Verwendung von Blei im Strahl und Nickel als Target-Material erlaubte es, zum Zweck der Untersuchung der Einstellung des Ladungs-Gleichgewichts mit ^{58}Ni und ^{64}Ni das Verhältnis der Neutronen- zur Protonenzahl eines Stoßpartners in einem relativ breiten Bereich zu variieren (N/Z = 1.07 bzw. 1.29). Darüberhinaus bot sich Nickel als gegenüber der Belastung durch den Beschleuniger-Strahl stabiles Target-Material an. Bei den vorangegangenen Ar + Pb-Messungen hatte sich das Blei-Target wegen des niedrigen Schmelzpunktes als problematisch erwiesen.

Die relativ geringe Energie im Eingangskanal macht zum einen das System auf den Verlauf der Potentialenergiefläche empfindlich und vereinfacht daher die Untersuchung ihres Einflusses auf die Nukleonendiffusion, zum anderen werden störende Effekte durch Teilchenabdampfung vermindert. Al-

lerdings wurde trotzdem bei der Analyse der Daten eine Abdampf-Korrektur durchgeführt.
Tabelle 1 faßt einige Daten der gemessenen Streusysteme zusammen. Die Messungen konzentrierten sich auf den Bereich des Grazing-Winkels, da Vorexperimente gezeigt hatten, daß die Reaktionsprodukte im Laborsystem auf diesen Winkel fokussiert erscheinen.

Zur Durchführung der Messungen waren umfangreiche technische Vorbereitungen erforderlich. Es wurde ein neues Detektorsystem installiert (No80, Re81), außerdem wurden die Eigenschaften des Fokussierungssystems am Spektrometer untersucht.
Im ersten Teil der Arbeit werden, unabhängig von den Messungen der Pb + Ni-Reaktionen, das Fokussierungssystem und seine Möglichkeiten und Probleme beschrieben, im zweiten Teil die Durchführung der Pb + Ni-Messungen, ihre Analyse und physikalische Interpretation.

	$^{208}Pb + ^{58}Ni$	$^{208}Pb + ^{64}Ni$	
Strahlenergie (in Targetmitte)	1215	1107	MeV
Schwerpunktsenergie	265	260.5	MeV
Coulomb-Barriere	234	230	MeV
Wellenzahl im Unendlichen	24.0	24.7	1/fm
an der Barriere	7.9	8.0	1/fm
Sommerfeld-Parameter	149	156	
Grazing-Drehimpuls	138	142	$\hbar$
Grazing-Winkel			
im Schwerpunktsystem	104.0°	104.4°	
im Laborsystem (Rückstoß)	38.0°	37.8°	
Laborwinkel der Messungen	37.5°, 40°, (45°), 50°	37.5°, 40°, 45°	

Tabelle 1: Daten der untersuchten Systeme

ERSTER TEIL

MAGNETISCHE FOKUSSIERUNG AN EINEM FLUGZEITSPEKTROMETER

A. GRUNDSÄTZLICHE ÜBERLEGUNGEN ZUM FLUGZEITSPEKTOMETER

Die wichtigsten Meßgrößen bei der Untersuchung einer Kernreaktion mit schweren Ionen sind

- die Aufteilung der Nukleonen auf die Reaktionspartner
- der Q-Wert der Reaktion
- der Reaktionswinkel.

Mit einem Flugzeitspektrometer werden Zweiteilchen-Reaktionen untersucht, indem für ein Reaktionsprodukt die Kernladungszahl, die Masse, die Laborenergie und der Laborwinkel gemessen werden. Letztere drei Informationen reichen bei einer Zweikörperreaktion aus, um die Energie und den Reaktionswinkel im Schwerpunktsystem zu berechnen.

Die Masse des Reaktionsprodukts wird dabei über eine Geschwindigkeitsmessung sowie mit der am Ende der Flugstrecke mit einem Oberflächen-Sperrschichtzähler oder einer Ionisationskammer bestimmten Energie ermittelt:

$$m = 2E/v^2 \quad , \quad \text{wobei} \quad v = s/t$$

(s = Flugstrecke, t = Flugzeit).

Die Massenauflösung des Spektrometers hängt also ab von der Energieauflösung $\Delta E/E$ und der Flugzeitauflösung $\Delta t/t$:

$$\Delta A/A = [(\Delta E/E)^2 + 4(\Delta t/t)^2]^{1/2} .$$

Während die Energieauflösung durch das Auflösungsvermögen des Energie-Detektors vorgegeben wird, läßt sich die relative Flugzeitauflösung - in bestimmten technischen Grenzen - durch die Länge der Flugstrecke beeinflussen. Wird mit den Detektor-Auflösungswerten $\Delta E/E = 0{,}4$ % und $\Delta t = 150$ ps

eine Massenauflösung von 0.5 % gefordert, benötigt man bei einer spezifischen Energie von 8 MeV/u eine Flugstrecke von 4 Metern.

Eine lange Flugstrecke ermöglicht neben einer guten Massenauflösung auch eine genaue Energiemessung, wenn die Masse bekannt oder eindeutig bestimmt ist:

$$E = mv^2/2 \quad , \quad \Delta E/E = 2\Delta t/t \ .$$

Bei dem oben genannten Beispiel erhält man über die Flugzeitmessung eine Energieauflösung von 0.3 %.

Der Nachteil einer langen Flugstrecke ist der geringe Raumwinkel, der mit Detektoren, die gute Auflösungswerte bieten, erreicht wird. Zum Beispiel ist $\Delta\Omega = 8 \times 10^{-5}$ sr bei einer Detektorfläche von 20 cm^2 und einem Flugweg von 5 m. Eine Messung ist bei diesem Raumwinkel im allgemeinen nicht praktikabel.

Mit einer Fokussierung der nachzuweisenden Reaktionsprodukte auf den Detektor läßt sich auch bei einer Flugstrecke von 5 m noch ein brauchbarer Raumwinkel in der Größenordnung 1 msr erreichen.

Von einer solchen Fokussierungsanordnung wird ein möglichst großer Raumwinkelgewinn bei vertretbarem technischem Aufwand gefordert, wobei das Auflösungsvermögen der Apparatur bezüglich der wesentlichen Meßgrößen Energie und Flugzeit, bei bestimmten Messungen auch des Winkels, nicht signifikant verschlechtert werden darf. Weiterhin benötigt man im allgemeinen die genaue Kenntnis des effektiven Raumwinkels. Dieser Anforderung kommt ein über den betrachteten Massen- und Energiebereich weitgehend konstanter effektiver Raumwinkel entgegen.

B. DAS FOKUSSIERENDE FLUGZEITSPEKTROMETER AM MESSPLATZ Z3 DER GSI

Im folgenden Kapitel werden die Entwurfskriterien für das bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt, installierte fokussierende Flugzeitspektrometer und die technische Realisierung, die in Ba75 veröffentlicht wurden, kurz zusammengefaßt.

Das Flugzeitspektrometer wurde für eine Flugstrecke von 5 m gebaut. Eine längere Flugstrecke bringt keinen signifikanten Gewinn mehr bei der Massenauflösung, da diese bei Energien von 5-10 MeV/u dann im wesentlichen durch das Auflösungsvermögen des Energiedetektors gegeben ist.

Abbildung 1 zeigt ein schematisches Bild des Flugzeitspektrometers mit der ursprünglich verwendeten Detektoranordnung. Die Flugzeit wird zwischen einem ca. 20 cm vom Target entfernt stehenden Folien-Zeitdetektor

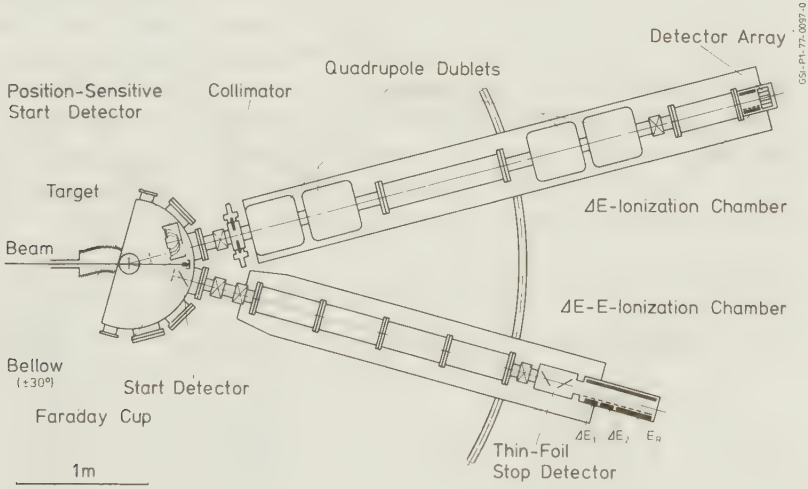

Abbildung 1: Der Meßplatz Z3 der GSI mit dem fokussierenden Flugzeitspektrometer (oben), das mit der alten Detektoranordnung dargestellt ist, sowie einem weiteren Flugzeitspektrometer.

(Re78) und einer Bank aus fünf Oberflächen-Sperrschichtzählern, die auch die Restenergie messen, bestimmt. Diese Bank befindet sich in einer ΔE-Ionisationskammer, mit der die Kernladungszahl gewonnen wird.
Die neuere Detektor-Anordnung wird im zweiten Teil der Arbeit ausführlicher beschrieben.
Für den konziperten Massen- und Energiebereich, $A \geq 40$, $\varepsilon = 5\text{-}10$ MeV/u , kommt nur eine magnetische Fokussierung in Betracht, eine elektrostatische Fokussierung scheidet wegen der dabei erforderlichen hohen Feldstärken von vorneherein aus.
Die Fokussierung erfolgt mit einer symmetrischen Anordnung aus zwei magnetischen Quadrupol-Dubletts (Abbildung 2). Tabelle 2 faßt einige technische Daten der Quadrupole zusammen. Die Feldgradienten der inneren und der äußeren Quadrupole sind jeweils gleich:

$$k_4 = k_1 \quad , \quad k_3 = k_2 \quad .$$

Um die stärkere Fokussierungswirkung in der zur Reaktionsebene senkrechten Ebene zu erreichen, wurden die Dubletts so angeordnet, daß die äußeren Quadrupole jeweils in dieser Ebene fokussierend wirken.
Eine Blende vor dem ersten Quadrupol definiert die geometrische Apertur des Spektrometers. Die Blendengröße wird so eingestellt, daß in einem bestimmten Bereich in der magnetischen Steifigkeit Bρ alle Ionen, die durch die Blende gelangen, auch auf den Detektor treffen. Man erwartet so einen konstanten effektiven Raumwinkel über diesen Bereich in Bρ.

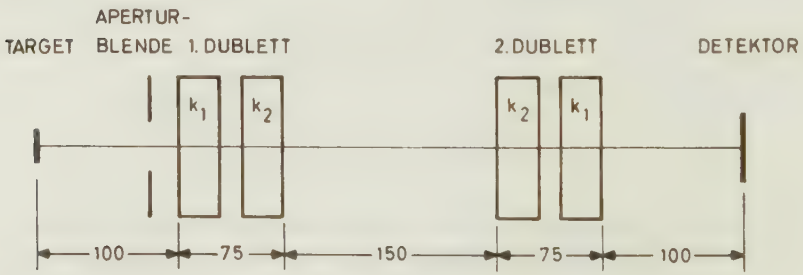

Abbildung 2: Anordnung der Fokussierungselemente (Maße in cm).

Maximaler Feldgradient	1.07	kG/cm
Magnetstrom	180.86	A×cm/kG
Polschuh-Länge	27.5	cm
Effektive Feldlänge	29.5	cm
Apertur-Durchmesser	10.0	cm
Rohr-Innendurchmesser	8.0	cm

Tabelle 2: Technische Daten der Quadrupol-Linsen.

Durch Variation des Verhältnisses der inneren zu den äußeren Feldgradienten (k_2/k_1) lassen sich die ionenoptischen Eigenschaften des Fokussierungssystems beeinflussen. Von besonderem Interesse sind dabei die zwei folgenden Betriebszustände:

1. "Eindimensionale Fokussierung"

   Bei $k_2/k_1 = 0.46$ bleibt die Winkelinformation in der Reaktionsebene erhalten, was für Messungen mit guter Energieauflösung von Bedeutung ist. Der effektive Raumwinkel beträgt dann nur etwa 0.7 msr. In der Reaktionsebene werden die Ionen sogar leicht defokussiert.

2. "Zweidimensionale Fokussierung"

   Für $k_2/k_1 = 0.69$ wird der effektive Raumwinkel maximal (1-2 msr).

Der effektive Raumwinkel und die Breite des Bρ-Bereichs konstanten Raumwinkels hängen jeweils von den Aperturblenden- und Detektorabmessungen ab.

1. Rechenmethode

Zur Untersuchung der Fokussierungseigenschaften und zur Auswahl von Aperturblenden- und Detektorabmessungen werden Transmissionsrechnungen durchgeführt. Es wird der Sammlungsfaktor S berechnet, der definiert ist als das Verhältnis der Zählraten im Detektor mit und ohne Magnetfeld.
Das Koordinatensystem sei im folgenden so gewählt, daß z in Richtung der Flugrohrachse zeige. Für die magnetische Induktion gelte im Quadrupol:

$$B_x = ky \quad , \quad B_y = kx \quad , \quad B_z = 0 \quad .$$

Außerhalb des Quadrupols fällt der Feldgradient k in z-Richtung relativ steil ab. Zur Vereinfachung der Rechnungen ist es daher sinnvoll, eine Näherung zu verwenden, bei der der Feldgradient innerhalb der effektiven Feldlänge ℓ konstant und außerhalb davon gleich Null ist (St65).
Die Lösung der Bewegungsgleichungen ergibt, daß der Quadrupol in der x-z-Ebene fokussierend wirkt, in der y-z-Ebene dagegen defokussierend. Unter Vernachlässigung der Geschwindigkeitskomponenten in x- und y-Richtung erhält man für die Teilchenkoordinaten x und y und deren Ableitungen $x' = dx/dz$ und $y' = dy/dz$ am Ausgang des Quadrupols als Funktionen der Anfangsbedingungen am Eingang des Quadrupols, dargestellt in Matrixschreibweise (St65):

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix}_\ell = \begin{pmatrix} \cos\phi & \frac{\ell}{\phi}\cdot\sin\phi \\ -\frac{\phi}{\ell}\cdot\sin\phi & \cos\phi \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix}_0$$

$$\begin{pmatrix} y \\ y' \end{pmatrix}_\ell = \begin{pmatrix} \cosh\phi & \frac{\ell}{\phi}\cdot\sinh\phi \\ \frac{\phi}{\ell}\cdot\sinh\phi & \cosh\phi \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} y \\ y' \end{pmatrix}_0$$

mit der dimensionslosen Größe $\phi = \ell\cdot\sqrt{k/(B\rho)}$,
wobei $B\rho = 144\cdot A\cdot\sqrt{\varepsilon} \;/\; q$
($B\rho$ in kGauß×cm, ε in MeV/u, q = Ladung des Ions).
Ein Dublett besteht aus zwei um die z-Achse um 90° gegeneinander gedrehten Quadrupolen. Da die magnetische Induktion mit der Auslenkung x bzw. y zu-

nimmt und die fokussierende Wirkung jeweils bei einer größeren Auslenkung erfolgt als die defokussierende, fokussiert ein Dublett in beiden Koordinaten x und y.

Zur Vereinheitlichung der Darstellung können die Teilchenbahnen im feldfreien Raum ebenfalls in Matrixform geschrieben werden:

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix}_s = \begin{pmatrix} 1 & s \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix}_0$$

Somit ergibt sich die Teilchenkoordinate x_D am Ort des Detektors durch fortgesetzte Matrixmultiplikation aus x_0 und x_0' am Startpunkt, der beim Spektrometer durch das Target gegeben ist. Man erhält

$$x_D = f(\phi)\, x_0 + g(\phi)\, x_0' \quad .$$

Letztere Gleichung ist jedoch im allgemeinen nicht für die Berechnung der Transmissionskurven $S(\phi)$ geeignet, da Ionen auf die Rohrwand treffen können, bevor sie den Detektor erreichen, und somit zur Zählrate nicht mehr beitragen. Es muß vielmehr zwischen jeder Matrixmultiplikation abgefragt werden, ob das Ion sich noch innerhalb des Rohrradius befindet. Da die Auslenkung der Teilchen innerhalb eines Quadrupols ein Maximum annehmen kann, wird bei der Rechnung ein Quadrupol in einige kürzere Teilstücke aufgeteilt und dazwischen die Auslenkung überprüft.

2. Detektorgröße

Mit Hilfe der Transmissionsrechnungen läßt sich zunächst eine günstige Detektorgeometrie bestimmen. Abbildung 3 zeigt Transmissionskurven $\Omega_{eff}(\phi)$ für verschiedene Detektorgrößen bei zweidimensionaler Fokussierung (Aperturblenden-Öffnung 2×5 cm²). Eine Detektorgröße von 2×2 cm² reicht aus, um den maximalen Sammlungsfaktor zu erhalten. Allerdings bewirkt eine größere Detektorbreite eine Verbreiterung des Plateaus, während eine Vergrößerung des Detektors in y-Richtung (senkrecht zur Reaktionsebene) keinen weiteren Nutzen bringt.

Da bei der eindimensionalen Fokussierung in der Reaktionsebene keine Fokussierung erfolgt, ist der effektive Raumwinkel der Detektorbreite direkt proportional, wogegen eine Detektorhöhe von ebenfalls 2 cm ausreicht.

Die ursprüngliche Detektor-Anordnung am Flugzeitspektrometer bestand aus einer Bank aus fünf nebeneinanderstehenden Oberflächen-Sperrschichtzählern von jeweils 1.4×2.2 cm^2 Fläche. Diese Detektoren wurden später durch einen Folien-Zeitdetektor mit Channelplates als Elektronenverstärker und eine ΔE-E-Ionisationskammer ersetzt (No80, Re81). Die Fläche wird durch den Zeitdetektor gegeben und beträgt 9×1.9 cm^2.

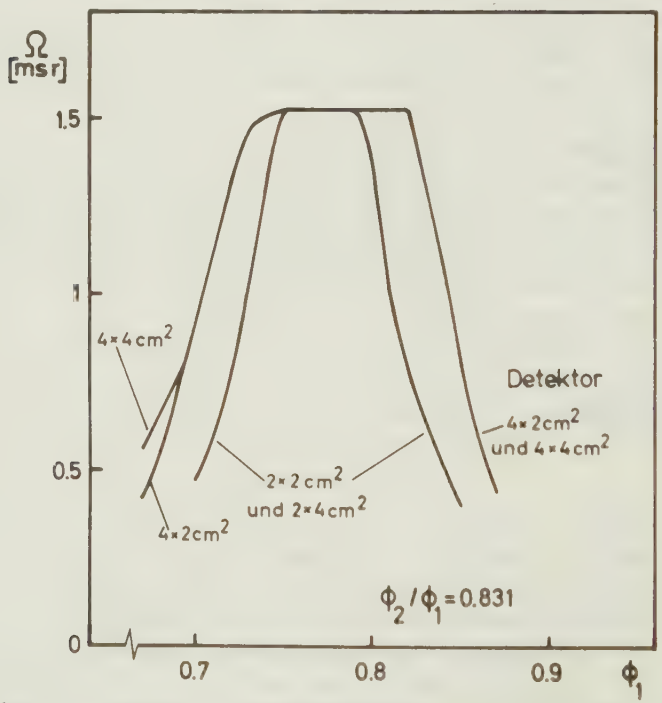

Abbildung 3: Berechnete Transmissionskurven für verschiedene Detektorabmessungen (Breite × Höhe in cm) bei zweidimensionaler Fokussierung. $\phi = \ell \cdot \sqrt{k/(B\rho)}$.

3. Aperturblenden-Öffnung

Der Einluß der Aperturblenden-Öffnung auf die Transmissionskurve läßt sich ebenfalls durch Transmissionsrechnungen bestimmen. Für ein Plateau in der Transmissionskurve ist notwendige Bedingung, daß die Ionen nicht bereits im ersten Quadrupol auf die Rohrwand treffen. Somit kann aus der Geometrie in einfacher Näherung ein Wert von etwa 5 bis 5.5 cm für die Blendenhöhe abgeschätzt werden.

In Abbildung 4 sind für den Fall zweidimensionaler Fokussierung berechnete Transmissionskurven mit verschiedenen Blendenbreiten bei fester Blendenhöhe dargestellt. Man erkennt daran, daß 2 cm einen günstigen Wert für die Blendenbreite darstellt. Ein kleinerer Wert führt zu unnötigem

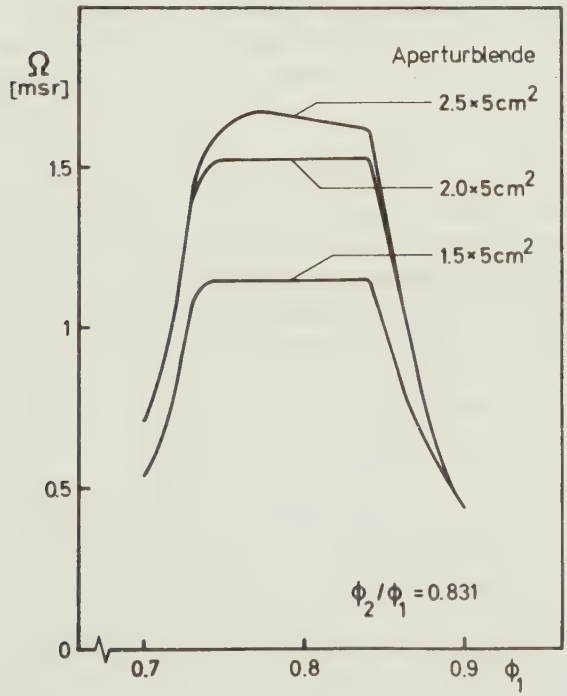

Abbildung 4: Berechnete Transmissionskurven für verschiedene Aperturblenden-Breiten bei zweidimensionaler Fokussierung.

Zählratenverlust, wohingegen ein größerer Wert keinen wesentlichen Gewinn an Zählrate mehr erwarten läßt. Der Grund für die Begrenzung des Winkels ist die defokussierende Wirkung des ersten Quadrupols in der horizontalen Ebene, die dazu führt, daß Ionen mit größerer Anfangssteigung vor oder in dem zweiten Quadrupol auf die Rohrwand treffen.
Im Fall eindimensionaler Fokussierung ist eine Kollimierung in der Reaktionsebene nicht erforderlich, der Winkelbereich wird durch die Breite des Detektors definiert.

4. Flugweg-Dispersion

Die Notwendigkeit guter Zeitauflösung des Spektrometers macht eine Abschätzung des effektiven Flugwegs in Abhängigkeit von den Anfangssteigungen x_0' und y_0' erforderlich. Der Flugwegunterschied zur Achsenbahn beträgt näherungsweise

$$\Delta s \simeq \int (x'^2+y'^2)/2 \, dz \; .$$

In Abbildung 5 sind Contour-Plots von Δs in Abhängigkeit von x_0' und y_0' bei ein- und zweidimensionaler Fokussierung dargestellt für einen Bereich in x_0' und y_0', der Blendenöffnungen von 0.9×5.6 bzw. 2×5.2 cm² entspricht. Der Abstand zwischen zwei Linien bedeutet einen Flugweg-Unterschied von 0.01 cm. Die Flugweg-Dispersion bleibt in jedem Falle unter 0.2 cm, die daraus resultierende Unschärfe in der Massenbestimmung beträgt

$$\Delta A/A = 2 \cdot \Delta s/s < 8 \times 10^{-4} \; ,$$

kann also vernachlässigt werden.

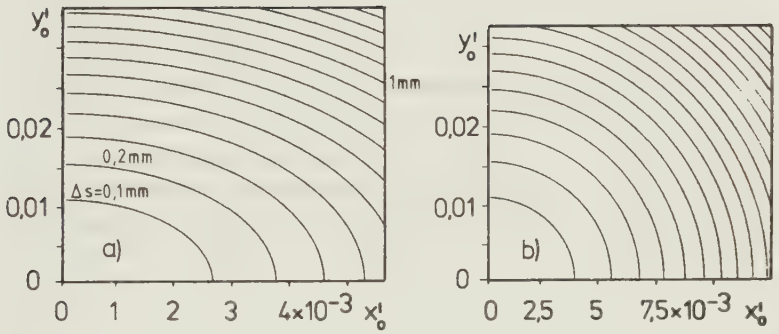

Abbildung 5: Contour-Plots der Flugweg-Dispersion Δs in Abhängigkeit von den Anfangssteigungen bei (a) ein- und (b) zweidimensionaler Fokussierung. Jede Höhenlinie entspricht einem Schritt von 0.1 mm in Δs.

D. EFFEKTIVER RAUMWINKEL

Für die Durchführung eines Experiments am Flugzeitspektrometer ist die Kenntnis des effektiven Raumwinkels bzw. des Sammlungsfaktors als Funktion der magnetischen Steifigkeit Bρ der zu fokussierenden Ionen von Bedeutung. Wenn die Ionen einen größeren Bereich in Bρ überstreichen, muß eine Korrektur der Nachweiswahrscheinlichkeit vorgenommen werden.

1. Berechnung von Transmissionskurven

Wie im vorangegangenen Kapitel gezeigt wurde, kann der Sammlungsfaktor $S(\phi)$ berechnet werden. Da

$$B\rho = p/q = \sqrt{2mE}/q$$

(p = Impuls, q = elektrische Ladung),

läßt sich für gegebene bzw. gemessene Energie und Masse der Ionen die Größe ϕ und damit der Sammlungsfaktor berechnen, wenn die atomare Ladungsverteilung bekannt ist, die sich beim Durchgang der Ionen durch das Target und die Kohlenstoffolie des Startdetektors einstellt. In der Literatur wurden halb-empirisch gewonnene Formeln zur Berechnung der Gleichgewichts-Ladungsverteilung von schweren Ionen veröffentlicht (Ni68, Be72, Bau81, Sh82). Der mittlere Ladungszustand $\bar{q}$ hängt im wesentlichen von der Geschwindigkeit v und der Kernladungszahl Z der Ionen ab. Darüberhinaus wurde eine Abhängigkeit von der Kernladungszahl des Folienmaterials beobachtet (Bar75, Sh82). Für das Flugzeitspektrometer typische Ionen haben nach dem Durchgang durch eine Goldfolie eine um ca. 9% geringere mittlere Ladung als nach dem Durchgang durch eine Kohlenstoffolie. Targetfolien haben mit einigen 100 µg/cm² Massenbelegung im allgemeinen eine ausreichende Dicke zur Einstellung des Ladungsgleichgewichts (Bar75). Dazu kommt, daß die Ionen durch eine Kernstreuung in das Spektrometer abgelenkt werden, wobei durch die dazu notwendigen, im Vergleich zu atomaren Dimen-

sionen (K-Schalen-Radien) kleinen Stoßparameter auch bei sehr dünnen Targets eine der Gleichgewichtsverteilung ähnliche Ladungsverteilung entsteht (Ma82).

Die Kohlenstoffolie des Startdetektors (30 $\mu g/cm^2$) reicht insbesondere bei hochenergetischen, sehr schweren Ionen nicht für eine weitere Umladung in die dem Kohlenstoff entsprechende Gleichgewichtsladung aus, so daß sie in diesen Fällen zur Berechnung der Ladungszustände nicht berücksichtigt zu werden braucht. Bei mittelschweren, etwas niederenergetischeren Ionen (^{40}Ar, $\varepsilon < 5$ MeV/u) wurde ein leichter Einfluß der Kohlenstoffolie auf den Ladungszustand festgestellt, der sich in einer Verschiebung von $\bar{q}$ um ca. 0.3 Einheiten (entsprechend 2 %) auswirkte. Dieser Effekt läßt sich nur ungenügend vorausberechnen. Es ist daher vorteilhaft, die Transmissionskurve zu messen, wie weiter unten beschrieben wird.

Die Verteilung der Ladungszustände für feste Z und v ist im allgemeinen gaußförmig, jedoch wird die Verteilung asymmetrisch, wenn $\bar{q}$ nahe an Z herankommt (Bau81).

Durch die Streuung der Ladungszustände werden die scharfen Kanten des Plateaus in den Transmissionskurven bei der Transformation von $S(\phi)$ nach $S(B\rho)$ abgerundet, was zu einer Verminderung der effektiven Plateaubreite führt.

2. Messung von Transmissionskurven

Außer durch Rechnungen können die Transmissionskurven auch durch Messungen bestimmt werden. Da jedoch die Variation von $B\rho$, zum Beispiel durch Änderung des Streuwinkels, vergleichsweise aufwendig ist, wird zu diesem Zweck bei konstantem $B\rho$ der Ionen der Feldgradient k variiert.

Der Vorteil bei der Verwendung gemessener Transmissionskurven zur Korrektur des effektiven Raumwinkels besteht zum einen darin, daß die Abhängigkeit von der Streuung des Ladungszustands, der Targetfleckgröße und

weiterer, in der Rechnung unter Umständen nicht zu berücksichtigender Einflüsse, bereits in der gemessenen Kurve enthalten ist. Zum anderen gehen in die Transformation von S(k) nach S(Bρ) nicht die absoluten mittleren Ladungszustände, sondern nur die Verhältnisse von solchen ein, so daß schwer vorauszuberechnende Einflüsse auf die Ladungsverteilung in erster Ordnung umgangen werden.

Abbildung 6 zeigt gemessene (Kreuze) und zum Vergleich gerechnete Transmissionskurven (durchgezogene Linien) bei zweidimensionaler Fokussierung (a) für ^{238}U-Ionen (ε = 7.1 MeV/u) und (b) für ^{4}He-Ionen (ε = 1.1 MeV/u). Im Fall der Uran-Ionen konnte die Kurve nicht über ihr Maximum hinaus gemessen werden, da bei k_1 = 1.07 kGauß/cm der maximal einstellbare Feldgradient erreicht war. Bei der Rechnung für die Uran-Ionen wurde die Ladungsverteilung berücksichtigt ($\bar{q}$ = 59.3, Halbwertsbreite = 6.5 Ladungseinheiten). Zur Demonstration des Einflusses der Streuung der Ladungszustände wurde auch eine Transmissionskurve für festen Ladungszustand q = 59.3 gerechnet (gestrichelte Linie).

Die relative "Plateaubreite" wird bei der abgerundeten Transmissionskurve durch den Abfall des Sammlungsfaktors auf 90% seinen Maximalwerts definiert. Sie beträgt $\Delta(B\rho)/(B\rho)$ = 0.21 , entsprechend einem Energiebereich für die Uran-Ionen von 4.7 bis 10.1 MeV/u. Diese breite Energieakzeptanz des Spektrometers reicht für die meisten Anwendungen aus.

Bei der Transmissionsmessung mit den α-Teilchen einer ^{241}Am-Quelle (Abbildung 6b) ist der Ladungszustand definiert (q = 2). Das Plateau wird aber auch hier durch die Energieunschärfe der α-Teilchen $\Delta E/E$ = 12 % (nach Angaben der Herstellerfirma) und die große Quellenfläche von 2×12.5 mm² leicht abgerundet.

Die Quellen- bzw. Strahlfleckgröße hat jedoch erst bei Durchmessern ≥ 5 mm und bei großer Aperturblenden-Öffnung, wenn der maximale Sammlungsfaktor nicht mehr durch die Blende, sondern durch den Rohrquerschnitt gegeben wird, einen merklichen Einfluß auf die Transmissionskurve. Dieser wird in Abbildung 7 demonstriert, in der Transmissionskurven bei einer Aperturblenden-Öffnung von 3×7 cm² für Quellengrößen von 2×12.5 (Quadrate) und 2×2 mm² (Kreuze) gezeigt werden. Die Reduzierung des maximalen Sammlungsfaktors durch die Vergrößerung der Quelle beträgt in diesem Falle 10%.

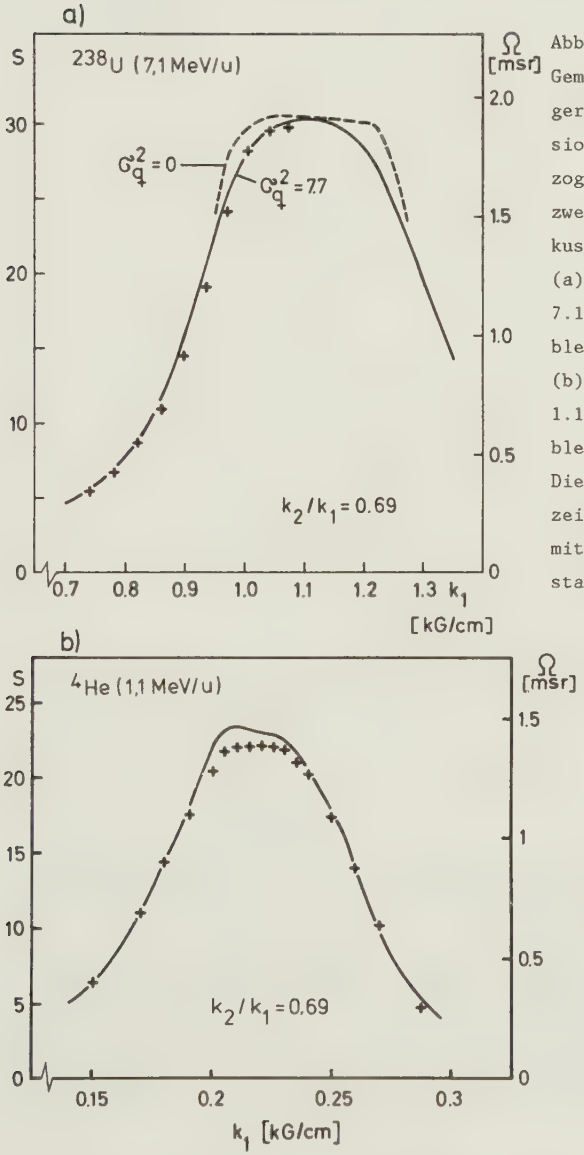

Abbildung 6:
Gemessene (Kreuze) und gerechnete Transmissionskurven (durchgezogene Linien) bei zweidimensionaler Fokussierung
(a) für ^{238}U-Ionen, ε = 7.1 MeV/u, Aperturblende 3×7 cm²,
(b) für ^{4}He-Ionen, ε = 1.1 MeV/u, Aperturblende 2×5 cm².
Die gestrichelte Linie zeigt eine Rechnung mit festem Ladungszustand.

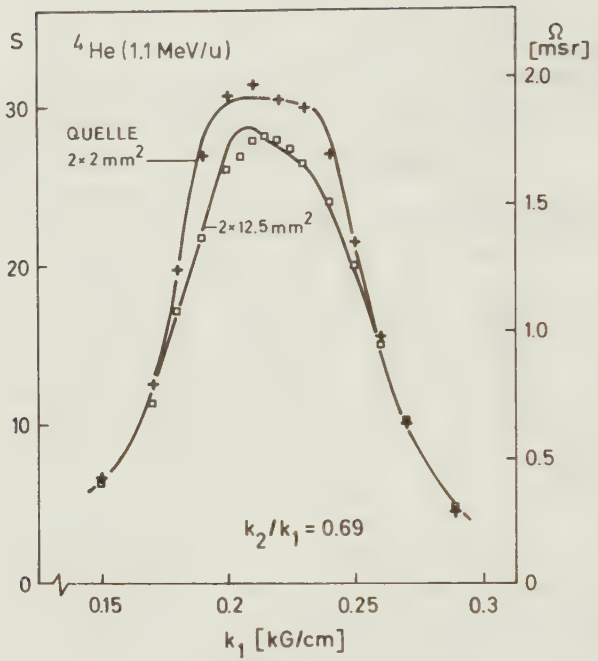

Abbildung 7: Mit den Quellengrößen 2×2 mm^2 (Kreuze) und 2×12.5 mm^2 (Quadrate) gemessene und gerechnete Transmissionskurven (durchgezogene Linien) für ^{4}He-Ionen (ε = 1.1 MeV/u, zweidimensionale Fokussierung, Aperturblende 3×7 cm^2).

Allerdings muß diese Quellengröße als ungünstiger Extremfall betrachtet werden, im Normalfall wird der Schwerionen-Strahl vor dem Target auf maximal 4 mm Durchmesser kollimiert.

Eine Transmissionskurve für eindimensionale Fokussierung, gemessen mit ^{40}Ar-Ionen (ε = 4.75 MeV/u), wird in Abbildung 8 gezeigt. Während der effektive Raumwinkel mit $\Delta\Omega_{eff}$ = 0.53 msr deutlich geringer ausfällt als bei zweidimensionaler Fokussierung, erhält man ein wesentlich breiteres Pla-

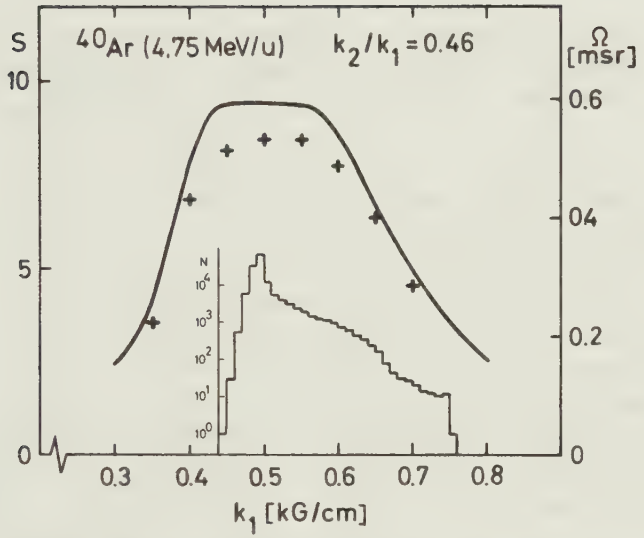

Abbildung 8: Gemessene (Kreuze) und gerechnete Transmissionskurve (durchgezogene Linie) für ^{40}Ar-Ionen (ε=4.75 MeV/u) bei eindimensionaler Fokussierung (Aperturblende 2.8×5.6 cm²), sowie das Spektrum der "effektiven Feldgradienten" der bei der Kernreaktion ^{208}Pb + ^{58}Ni nachgewiesenen Reaktionsprodukte.

---

teau ($\Delta(B\rho)/(B\rho)$ = 0.47), entsprechend einem Energiebereich von ca. 2.0 bis 8.2 MeV/u für die Argon-Ionen.

Zur Verdeutlichung der Anforderungen an den Bρ-Bereich bei der Messung einer typischen Schwerionen-Kernreaktion ist im unteren Teil von Abbildung 8 das Spektrum der auf die k_1-Achse transformierten magnetischen Steifigkeiten der Reaktionsprodukte dargestellt, die bei der im zweiten Teil der Arbeit beschriebenen Kernreaktion ^{208}Pb + ^{58}Ni (θ_{Lab} = 37.5°) anfielen.

Diese Transformation wird zur Korrektur der Nachweiswahrscheinlichkeit verwendet. Aus der magnetischen Steifigkeit $(B\rho)_{exp}$ eines im Experiment

gemessenen Ions und dem während des Experiments konstanten Feldgradienten k_{exp} sowie aus der konstanten Steifigkeit $(B\rho)_{TK}$ der zur Messung der Transmissionskurve verwendeten Ionen erhält man einen effektiven Feldgradienten

$$k_{eff} = k_{exp} \cdot (B\rho)_{TK} / (B\rho)_{exp} ,$$

der zusammen mit der gemessenen Transmissionskurve zur Bestimmung des Korrekturfaktors K_T verwendet wird:

$$K_T = S_{max} / S(k_{eff}) .$$

Die Formel zur Bestimmung von k_{eff} macht deutlich, daß nur die Verhältnisse von magnetischen Steifigkeiten und nicht ihre absoluten Werte in die Korrektur der Nachweiswahrscheinlichkeit eingehen.

Der Magnetstrom wurde bei der Messung der Reaktion $^{208}Pb + ^{58}Ni$ so eingestellt, daß die elastisch gestreuten Nickel-Ionen mit ihrer vergleichsweise großen magnetischen Steifigkeit auf die linke Seite des Plateaus fallen. Die tief-inelastisch gestreuten Reaktionsprodukte weisen durch geringere Energien und in der Mehrzahl höhere Kernladungszahlen kleinere magnetische Steifigkeiten und entsprechend größere Werte von k_{eff} auf. Die Meßdaten umfassen einen Z-Bereich von 19 bis 45 und einen Energiebereich von 150 bis 520 MeV. Dennoch liegen die meisten Ionen mit ihrem k_{eff} innerhalb der Plateaugrenzen, was größere Korrekturen der Nachweiswahrscheinlichkeit (K_T bis 2.5) nur für einen geringen Teil der Daten erforderlich macht.

Bei der in Abbildung 8 gezeigten Messung wurde ein Ionisationskammer-Fenster von nur 8 cm Breite verwendet. Durch die mittlerweile durchgeführte Verbreiterung des Fensters wurde der effektive Raumwinkel auf 0.69 msr vergrößert.

Tabelle 3 faßt die wichtigsten Eigenschaften (maximale Werte des Sammlungsfaktors und des effektiven Raumwinkels, relative Plateaubreite) von am Flugzeitspektrometer unter diversen Bedingungen gemessenen Transmissionskurven zusammen. Die im Vergleich zu Messungen mit einem Parallelplatten-Zähler relativ geringe Breite $\Delta(B\rho)/(B\rho)$, die bei zweidimensionaler Fokussierung mit der Grenzschichtzähler-Bank erhalten wurde, ist durch die zwischen den einzelnen Zählern sich befindenden unvermeidlichen

Ion	ε [MeV/u]	Blende [cm²]	Detektor	S	Ω [msr]	Δk/k
eindimensionale Fokussierung						
^{40}Ar	4.4	2.0x5.6	PPLZ	7.7	0.60	0.37
^{40}Ar	5.3	2.0x5.6	GSZ-Bank	7.8	0.51	0.41
^{40}Ar	4.75	2.8x5.6	F/IK	8.5	0.53	0.47
zweidimensionale Fokussierung						
^{40}Ar	4.4	3.0x6.0	PPLZ	22	1.72	0.22
^{40}Ar	4.4	2.0x4.0	PPLZ	14.6	1.14	0.26
^{40}Ar	5.4	2.8x7.0	GSZ-Bank	30	1.97	0.12
^{40}Ar	5.3	2.5x5.0	GSZ-Bank	20	1.32	0.14
^{40}Ar	5.3	2.0x4.0	GSZ-Bank	18.5	1.22	0.16
^{238}U	7.1	3.0x7.0	F/IK	29.8	1.87	0.21
^{4}He	1.1	3.0x7.0	F/IK	31.4	1.97	0.22

Tabelle 3: Eigenschaften gemessener Transmissionskurven.
Angegeben werden die Ionen und deren spezifische Energie ε, mit denen die Messungen durchgeführt wurden, die Aperturblenden-Öffnung, der verwendete Detektor (PPLZ = Parallelplatten-Lawinenzähler, GSZ-Bank = Grenzschichtzähler-Bank, F/IK = Folien-Zeitdetektor und Ionisationskammer), der Sammlungsfaktor S und der effektive Raumwinkel Ω im Maximum der Transmissionskurve, sowie die relative Plateaubreite Δk/k.

inaktiven Flächen zu erklären. Sie führen zu Strukturen und somit zu einer Verringerung der effektiven Breite in der Transmissionskurve. Dieses Problem tritt bei der neueren Detektoranordnung nicht mehr auf.
Im Fall zweidimensionaler Fokussierung (ϕ_2/ϕ_1 = 0.83) erreicht der Sammlungsfaktor sein Maximum bei ϕ_1 = 0.79, bei eindimensionaler Fokussierung (ϕ_2/ϕ_1 = 0.68) gilt ϕ_1 = 0.75 in der Mitte des Plateaus. Damit betragen die maximalen magnetischen Steifigkeiten zu fokussierender Ionen 1670 kGauß×cm bei eindimensionaler und 1500 kGauß×cm bei zweidimensionaler Fokussierung. In Tabelle 4 sind daraus abgeschätzte maximale Energien für verschiedene Ionensorten aufgelistet, wobei mittlere Gleichgewichts-Ladungen nach Shima et al. (Sh82) für eine Kohlenstoff- und eine Goldfolie angenommen wurden. Die aufgeführten Zahlen sind nur als ungefähre Anhaltswerte zu verstehen, da die Formel zur Berechnung von $\bar{q}$ bei Energien ≤ 6 MeV angepaßt wurde und Abweichungen von den angenommenen Ladungsverteilungen sich entsprechend auf die maximalen Energien auswirken.

Ion	eindim. Fokussierung		zweidim. Fokussierung	
	C	Au	C	Au
^{40}Ar	27.2		22.0	
^{84}Kr	24.6		19.6	
^{132}Xe	21.5	17.2	16.3	12.7
^{208}Pb	17.2	12.8	12.3	9.0
^{238}U	15.3	11.2	10.8	7.8

Tabelle 4: Maximale Energien (in MeV/u) zu fokussierender Ionen unter Annahme von Gleichgewichts-Ladungsverteilungen nach (Sh82) für eine Kohlenstoff- (C) bzw. Goldfolie (Au).

E. WINKELAUFLÖSUNG

Bei einigen Anwendungen eines Flugzeitspektrometers ist eine gute Winkelauflösung von Bedeutung. Dies gilt zum einen bei der Messung von Winkelverteilungen. So beträgt bei der Mott-Streuung von ^{58}Ni an ^{58}Ni (E_{CM} = 100 MeV) um $\Theta_{CM} = 90^{\circ}$ der Abstand der Minima im Streuquerschnitt 1.4°, bei der Streuung von ^{208}Pb an ^{208}Pb (E_{CM} = 600 MeV) sogar nur 0.2°, jeweils im Laborsystem berechnet. Zum anderen macht die im Laborsystem gegebene Abhängigkeit der Energie gestreuter Kerne vom Winkel eine Winkelmessung zur Erzielung guter Energieauflösung, zum Beispiel zur Messung der elastischen Streuung, erforderlich. Bei der Streuung von ^{58}Ni an ^{208}Pb (ε = 5.9 MeV/u) ändert sich am Winkel $\Theta_{Lab} = 74.4^{\circ}$ (entsprechend $\Theta_{CM} = 90^{\circ}$) die Energie der gestreuten Nickel-Ionen um 2.2 MeV pro Grad, bei Umkehrung des Streusystems (^{208}Pb+^{58}Ni, Nachweis der rückgestreuten Ni-Kerne) sind es bei $\Theta_{Lab} = 45^{\circ}$ ($\Theta_{CM} = 90^{\circ}$) 14.6 MeV pro Grad. Für eine Energieauflösung von < 1 MeV ergibt sich somit eine Anforderung von ca. 0.1° an die Winkelauflösung, ihr Beitrag zur Q-Wert-Auflösung beträgt dann 0.26 bzw. 0.93 MeV in den genannten Beispielen.

1. Berechnung der Winkelauflösung

Am fokussierenden Flugzeitspektrometer besteht mit der "eindimensionalen Fokussierung" die Möglichkeit, bei gleichzeitiger Erhaltung der Winkelinformation in der Reaktionsebene die Ionen dazu senkrecht auf den Detektor zu fokussieren. Wie im dritten Abschnitt gezeigt wurde, wird der Auftreffpunkt eines Ions auf den Detektor aus Position und Steigung am Target bestimmt:

$$x_D = f(\phi)\, x_0 + g(\phi)\, x_0' \,.$$

Der Verlauf der Funktionen $f(\phi)$ und $g(\phi)$ ist in Abbildung 9 mit jeweils stark gespreizten Skalen für den Fall eindimensionaler Fokussierung

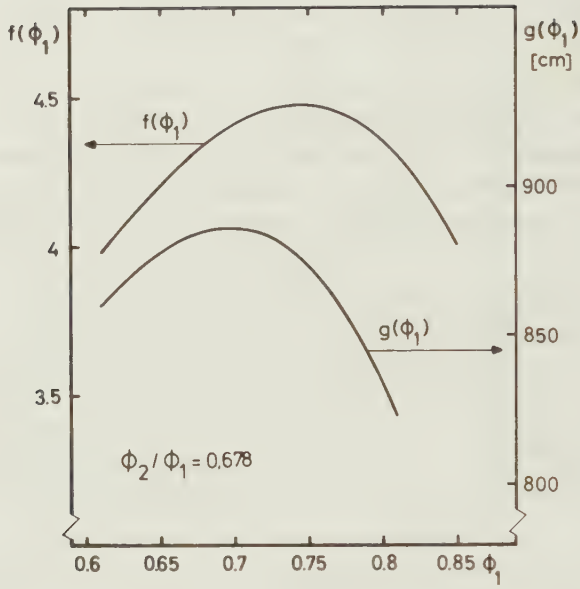

Abbildung 9:
Die Funktionen $f(\phi)$ und $g(\phi)$ bei eindimensionaler Fokussierung.
$x_D = f(\phi)\, x_0 + g(\phi)\, x_0'$

($\phi_2/\phi_1 = 0.68$) dargestellt. Bei $\phi_1 = 0.75$ beträgt der Defokussierungsfaktor

x_D(mit Feld) / x_D(ohne Feld) = 1.75 (x_0=0).

Damit überstreicht ein 9 cm breiter Detektor einen Winkelbereich von 0.59°.

Im Idealfall eindimensionaler Fokussierung wäre $g(\phi)$ = const. wünschenswert. Eine gewisse, wenn auch geringe Abhängigkeit von ϕ läßt sich aber bei der Fokussierung nicht vermeiden. Durch Verminderung des Feldgradienten-Verhältnisses k_2/k_1, entsprechend einer Verminderung von ϕ_2/ϕ_1, kann man diese Abhängigkeit nicht mehr wesentlich verringern, jedoch wird der Sammlungsfaktor signifikant kleiner, so daß das gewählte Verhältnis k_2/k_1 = 0.46 (entsprechend ϕ_2/ϕ_1 = 0.68) einen günstigen Kompromiß für eine Messung mit guter Winkelauflösung darstellt.

Die durch die Fokussierung entstehende Unsicherheit bei der Winkelmessung hängt also ab von der Streuung in der magnetischen Steifigkeit der Ionen, d.h. in Impuls und atomarem Ladungszustand, und von der Quellen- bzw. Strahlfleckgröße. Sie spielt solange keine wichtige Rolle, wie sie kleiner ist als als die bei einer Messung ohne Magnetfelder ohnehin schon auftretende Winkeldispersion, die durch Strahlemittanz, Kleinwinkelstreuung in Target- und Startdetektorfolie und Ortsauflösung im Stopdetektor gegeben ist. Im folgenden sollen die verschiedenen Einflüsse auf die Winkelauflösung $\Delta\vartheta$ im einzelnen betrachtet werden. Der in der Reaktionsebene liegende Winkel ϑ sei so definiert, daß $\vartheta = 0$ für die Flugrohrachse gilt.

a) Ortsauflösung am Stopdetektor

Die ursprünglich am Flugzeitspektrometer verwendete Grenzschichtzähler-Bank hatte eine durch die Breite der einzelnen Zähler vorgegebene Ortsauflösung von 1.5 cm. Damit wurde die Winkelauflösung von vorneherein auf einen Wert von 0.1° beschränkt. Dagegen hat der jetzt verwendete Foliendetektor eine Ortsauflösung von 0.4 mm (No80, Re81), trägt also mit weniger als 0.005° zur Winkelauflösung bei. Die Unsicherheit der Ortsmessung am Stopdetektor kann in diesem Fall vernachlässigt werden.

b) Streuung der magnetischen Steifigkeit

Die Varianz der magnetischen Steifigkeit wird durch die Varianz der Ladungszustände bestimmt, da eine Messung mit maximaler Winkelauflösung im allgemeinen bei Reaktionen von Interesse ist, bei denen der Energiebereich der Kerne relativ klein ist, zum Beispiel bei der elastischen Streuung. Darüberhinaus werden Energie und Masse der Ionen gemessen, so daß diese Größen bei der Winkelbestimmung mit eingerechnet werden können.
Zur Abschätzung des Einflusses der Varianz von $B\rho$ auf die Winkelauflösung werde zunächst der Grenzfall eines punktförmigen Strahlflecks angenommen. Aus

$$\vartheta = x_0' = x_D/g(\phi) \quad \text{folgt} \quad \Delta\vartheta = (\partial g(\phi)/\partial\phi)\cdot\vartheta\cdot\Delta\phi/g(\phi) \quad .$$

Die Winkelunschärfe ist proportional zu ϑ, wird also an den Rändern des Detektors größer.
Für schwere Ionen der spezifischen Energie ε = 5 MeV/u resultiert aus der Ladungsverteilung eine ϕ-Halbwertsbreite von $\Delta\phi_1$ = 0.03 (^{238}U) bis 0.05 (^{40}Ar). Damit bleibt die Winkelunschärfe bis zu maximalem ϑ unter 0.01°.

c) Strahlfleckgröße

Der Einfluß einer endlichen Strahlfleckgröße ($x_0 \neq 0$) auf die Bestimmung von ϑ ergibt sich zu

$$\Delta\vartheta = [f(\phi)\cdot\Delta x_0 + (\partial f(\phi)/\partial\phi)\cdot x_0\cdot\Delta\phi] \;/\; g(\phi) \quad .$$

Der zweite Summand kann gegenüber dem ersten vernachlässigt werden, und man erhält $(\Delta\vartheta)/(\Delta x_0) = 0.29°/cm$. Ein Strahlfleckdurchmesser von 2 mm führt also mit $\Delta\vartheta = 0.06°$ zu einer erheblich größeren Winkelunschärfe als die Varianz der Ladungszustände.
Andererseits kann ein großer Strahlfleckdurchmesser notwendig werden, zum Beispiel zur Kompensation der Winkelunschärfe des Strahls, wie weiter unten gezeigt wird. Dann besteht jedoch die Möglichkeit, durch eine Ortsmessung am Startdetektor auf den Startpunkt x_0 des Ions zurückzurechnen und somit dessen Einfluß auf die Bestimmung von ϑ weitgehend zu korrigieren. In diesem Fall wird ϑ aus den Koordinaten am Startdetektor x_S und am Stopdetektor x_D bestimmt:

$$\vartheta = x_0' = [x_D - f(\phi)\cdot x_S] \;/\; [g(\phi) - f(\phi)\cdot s]$$

(s = Abstand zwischen Target und Startdetektor).
Die durch die Varianz in der magnetischen Steifigkeit entstehende Unsicherheit in der Winkelmessung bleibt unter 0.015° ($\Delta\phi_1$ = 0.05) bei einem Strahlfleckdurchmesser von 8 mm. Jedoch erhält man durch die Einbeziehung einer weiteren Meßgröße (x_S) auch einen weiteren, zu den anderen Einflüssen unkorrelierten Beitrag zur Winkelunschärfe. Bei einer Ortsauflösung des Startdetektors von 0.6 mm (No80, Re81) beträgt er $\Delta\vartheta = 0.02°$.
Man erhält also durch dieses Verfahren eine von der Strahlfleckgröße ziemlich unabhängige Winkelauflösung von ca. 0.03°

d) Strahlemittanz

Eine Verringerung des Strahlfleckdurchmessers durch fokussierende Elemente ist notwendigerweise mit einer Vergrößerung der Winkelunschärfe des Strahls verbunden (Liouville'sches Theorem (St65)). Bei einer für den UNILAC der GSI typischen Strahlemittanz von 10 mm×mrad (An82) erhält man für einen Strahldurchmesser von 1 mm eine Winkelunschärfe von $\pm 0.36^{\circ}$, eine Größenordnung mehr, als die Winkelauflösung des Spektrometers an sich beträgt.

Da die Messung der Ortskoordinaten an Start- und Stopdetektor auch bei großem Strahlfleck eine gute Winkelauflösung ermöglicht, kann der Strahl zur Verminderung der Winkelunschärfe auf einen Durchmesser von ca. 8 mm defokussiert werden. Dann läßt sich mit dem oben angegebenen Wert für die Emittanz eine Winkelunschärfe von $\pm 0.05^{\circ}$ einstellen. Die Schwierigkeit dieses Verfahrens besteht in der Praxis in der richtigen Einstellung der Phasenraumellipse. Ein defokussierter Strahl an sich garantiert noch keine bestimmte Winkelschärfe. Günstiger erscheint daher ein Verfahren, bei dem durch eine Loch- oder Schlitzblende der Strahl in einiger Entfernung vor dem Target (ca. 0.5 m) in seiner Position definiert wird. Durch diese Blende sowie durch die Ortsmessung an Start- und Stopdetektor wird der tatsächliche Streuwinkel bestimmt. Die Winkelauflösung wird hauptsächlich durch die Breite der Blendenöffnung und deren Abstand zum Target gegeben. Da diese Größen wiederum mit der Strahlemittanz und der ausnutzbaren Targetfläche korreliert sind, erhält man im Prinzip eine Winkelauflösung, die dem optimalen Wert bei defokussiertem Strahl (ca. 0.2°) entspricht, wenn kein signifikanter Strahl-Intensitätsverlust auftreten soll. Es gibt in diesem Falle jedoch ein eindeutiges Kriterium zum Einstellen des Strahls, nämlich die Fokussierung auf die Blende. Der Beitrag der $B\rho$-Varianz zur Winkelunschärfe ist mit $\Delta\vartheta \approx 0.025^{\circ}$ auch in diesem Fall vernachlässigbar klein.

e) Kleinwinkelstreuung

Durch atomare Wechselwirkungen bekommt ein Ionenstrahl beim Durchgang durch eine Folie eine zusätzliche Winkelunschärfe. Die Halbwertsbreite dieser Kleinwinkelstreuung beträgt nach der Theorie von Meyer (Me71) bei Ionen mit ε = 5 MeV/u und Foliendicken von 100 µg/cm² 0.081°, 0.064° bzw. 0.046° für die Strahl-Target-Kombinationen ^{58}Ni+^{58}Ni, ^{58}Ni+^{208}Pb bzw. ^{208}Pb+^{208}Pb und ist damit im allgemeinen größer als die durch die Fokussierung hervorgerufene Winkelunschärfe. In der Kohlenstoffolie des Startdetektors ist die Kleinwinkelstreuung wegen der geringen Dicke (30 µg/cm²) kleiner.

Fazit der Rechnungen zur Winkelauflösung

Die im Flugzeitspektrometer erreichbare Winkelauflösung hängt also im wesentlichen von der Strahlemittanz und der Kleinwinkelstreuung im Target ab. Dagegen kann die durch die Fokussierung entstehende Winkelunschärfe bei eindimensionaler Fokussierung im allgemeinen vernachlässigt werden, insbesondere, wenn bei großem Strahlfleckdurchmesser die Ortsmessung am Startdetektor zur Winkelbestimmung hinzugezogen wird.

2. Experimentelle Überprüfung der Winkelauflösung

Die ϕ-Abhängigkeit der Ortsabbildung auf den Detektor wurde in einem Experiment mit ^{86}Kr-Ionen (ε = 5.6 MeV/u) überprüft. Wie bei der Messung von Transmissionskurven wurde nicht die magnetische Steifigkeit Bρ variiert, sondern bei konstantem Bρ der Feldgradient k.
Das Target bestand aus einem schmalen (ca. 1 mm), auf eine dünne Kohlenstoffolie gedampften Gold-Streifen. Anstelle der Aperturblende des Spektrometers wurde eine Blende mit drei je 1 mm breiten Schlitzen verwendet, so daß drei Startwinkel x_0' definiert wurden. Als Detektor wurde ein

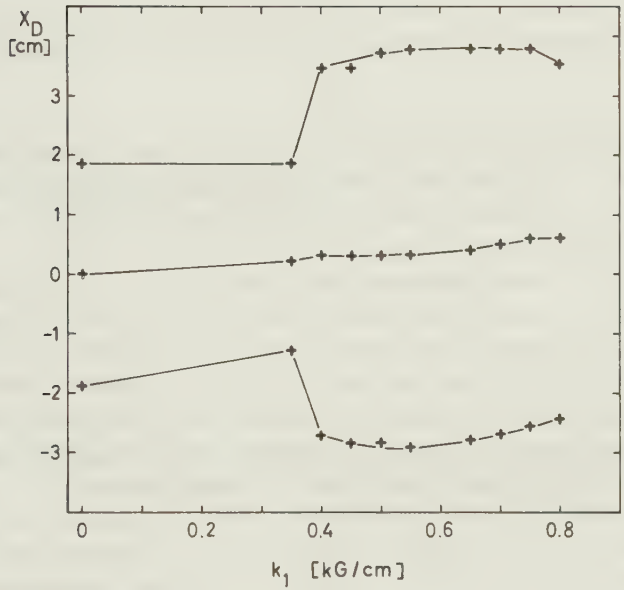

Abbildung 10: Gemessene Abbildung einer Schlitzblende (drei Schlitze) auf den Detektor als Funktion des Feldgradienten (k_1) bei eindimensionaler Fokussierung (^{86}Kr-Ionen, ε = 5.6 MeV/u).

---

ortsempfindlicher Parallelplattenzähler (Sa78) verwendet. Abbildung 10 zeigt die Schwerpunkte der drei am Detektor gemessenen Peaks als Funktionen des Feldgradienten k_1.

Man erhält über einen weiten Bereich in k_1 eine von k_1 weitgehend unabhängige Abbildung der Schlitze auf den Detektor. Die leichte Verschiebung auch der mittleren Kurve mit zunehmendem k_1 ist wahrscheinlich auf eine geringfügige Dejustierung (< 1 mm) des Targets oder der Blende zurückzuführen.

F. ZUSAMMENFASSUNG DES ERSTEN TEILS

Durch die Fokussierung wird an einem 5 m langen Flugzeitspektrometer bei einer Detektorabmessung von 2×9 cm^2 ein akzeptabler effektiver Raumwinkel ermöglicht. Er beträgt 0.7 msr bei eindimensionaler und 1.1 bis 2 msr bei zweidimensionaler Fokussierung.

Das in der Transmissionskurve S(Bρ) erwartete Plateau mit konstantem Sammlungsfaktor über einen relativ weiten Bereich in Bρ wird durch die Streuung der atomaren Ladungszustände der Ionen abgerundet. Jedoch reicht die Bρ-Akzeptanz im allgemeinen aus, um bei einer typischen Kernreaktion mit schweren Ionen den größten Teil der Kerne mit nahezu maximalem Sammlungsfaktor auf den Detektor zu fokussieren, so daß nur geringfügige Korrekturen der Nachweiswahrscheinlichkeit erforderlich werden.

Diese Korrekturen erfordern die Kenntnis der Transmissionskurve S(Bρ), die sich im Prinzip berechnen läßt. Da dazu aber Annahmen über die Ladungsverteilung gemacht werden müssen, ist es bei der Durchführung eines Experiments am Spektrometer günstiger, die Transmissionskurve zumindest an einigen Stützstellen zu messen. Dann gehen nur noch die zuverlässiger zu berechnenden Verhältnisse von mittleren Ladungszuständen in die Korrektur der Nachweiswahrscheinlichkeit ein.

Der Beitrag der Fokussierung zur Verminderung der Flugzeitauflösung und bei eindimensionaler Fokussierung zur Winkelunschärfe ist bei den gegebenen Umständen (Auflösungsvermögen der Detektoren, Strahlqualität) vernachlässigbar. Bei großem Strahlfleckdurchmesser, wie er unter Umständen zur Kompensation der die Winkelauflösung einschränkenden Strahlemittanz notwendig wird, muß allerdings zur Erzielung einer guten Winkelauflösung eine Ortsmessung zwischen dem Target und der Fokussierungsstrecke durchgeführt werden. Die vorhandenen Startdetektoren (Re81, Od82) erfüllen diese Voraussetzung.

ZWEITER TEIL

UNTERSUCHUNG DER KERNREAKTIONEN $^{208}PB + ^{58}NI$ UND $^{208}PB + ^{64}NI$

A. EXPERIMENTAUFBAU

Abbildung 11 zeigt ein schematisches Bild des Flugzeitspektrometers, wie es sich nach dem Umbau des Detektorsystems darstellt. Im folgenden werden die einzelnen Komponenten des Experimentaufbaus beschrieben.

1. Targets

Die Targetdicke hat einen wichtigen Einfluß auf die erreichbare Energieauflösung. Zu den üblicherweise vorhandenen Energieverbreiterungen durch atomare Kleinwinkelstreuung, Energieverluststraggling und Targetinhomogenität kommt bei den beschriebenen Messungen noch das Problem hinzu, daß die Blei-Ionen des Strahls und die nachzuweisenden rückgestreuten Ionen sehr unterschiedliche spezifische Energieverluste (No70) im Targetmaterial aufweisen, so daß deren Energie im allgemeinen davon abhängt, in welcher Tiefe des Targets die Reaktion bzw. Streuung stattgefunden hat. In Tabelle 5 wird der Einfluß dieses Effekts auf die Laborenergie der rückgestreuten Ionen und die Q-Wert-Auflösung bei elastischer Streuung ($^{208}Pb + ^{58}Ni$, E = 265 MeV) für verschiedene Labor-Streuwinkel ϑ aufgelistet, wobei eine Massenbelegung des Targets von 100 $\mu g/cm^2$ zugrundegelegt wurde. Der relativ große Wert für die Energieverbreiterung bei $\vartheta = 30^0$ resultiert daraus, daß die rückgestreuten Nickel-Ionen bei diesem

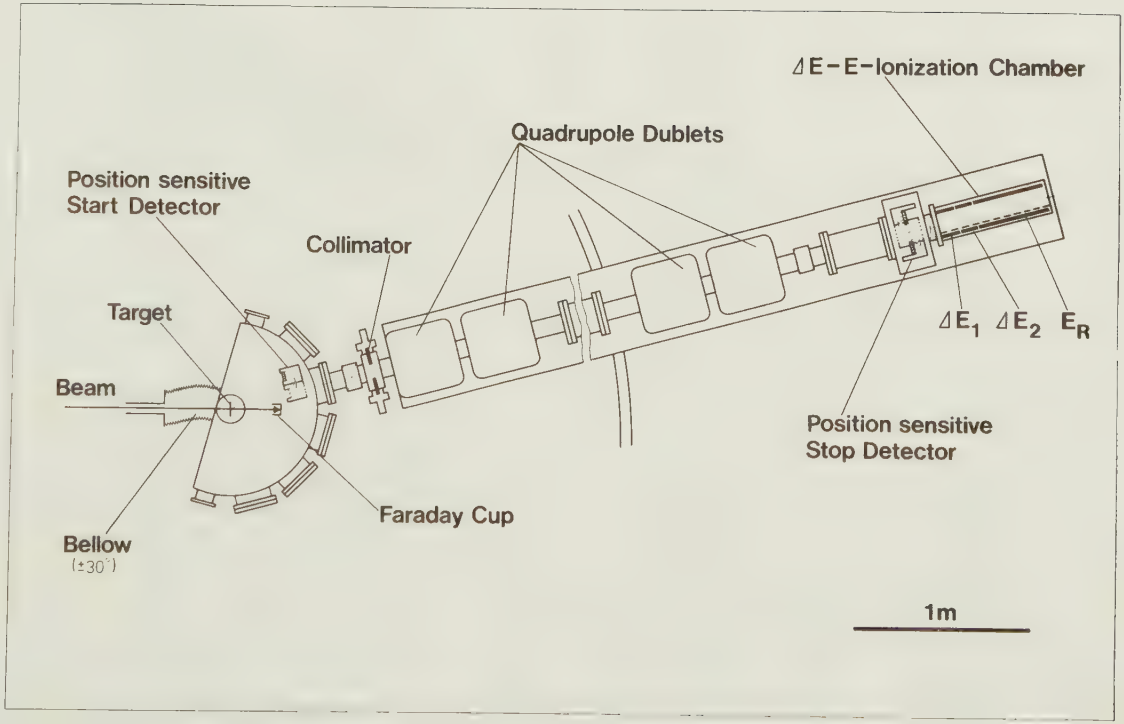

Abbildung 11: Das fokussierende Flugzeitspektrometer am Meßplatz Z3 der GSI

	$\vartheta = 30^0$	$\vartheta = 45^0$	$\vartheta = 60^0$
Unterschiedlicher spezifischer Energieverlust von Strahl- und rückgestoßenem Teilchen	2.5 (1.6)	0.9 (0.6)	0.9 (0.6)
Kleinwinkelstreuung	0.6 (0.4)	0.9 (0.6)	1.3 (0.8)
Energieverluststraggling	0.3 (0.2)	0.1 (0.06)	0.1 (0.06)

Tabelle 5: Einfluß eines 100 $\mu g/cm^2$-Targets auf die Energieschärfe $\Delta E/E$ der rückgestoßenen Nickel-Ionen (in Klammern: auf die Q-Wert-Auflösung) bei der Streuung von ^{208}Pb an ^{58}Ni (E_{CM} = 265 MeV). Angaben in Prozent.

Winkel eine hohe Energie (10.8 MeV/u) und damit einen relativ geringen spezifischen Energieverlust aufweisen, wodurch der Unterschied im Energieverlust zwischen den Blei- und den Nickel-Ionen besonders hoch wird. Weiterhin wird in Tabelle 5 die Energieverbreiterung durch Kleinwinkelstreuung, berechnet nach der Theorie von Meyer (Me71), und durch Energieverluststraggling, für das ein Wert von 10% des Energieverlusts angenommen wurde, aufgezeigt. Für diese Abschätzungen wurde eine Streuung in der Mitte des senkrecht zum halben Streuwinkel stehenden Targets angenommen. Das Energieverluststraggling ist gegenüber den beiden anderen Effekten praktisch zu vernachlässigen.

Die Ortsabhängigkeit des Energieverlusts im Target verschwindet, wenn für den Winkel α zwischen Targetnormale und Strahlachse folgende Beziehung eingehalten wird:

$$\tan\alpha = \left[\frac{\zeta_4}{\zeta_1 \cdot de_4/de_1} - \cos\vartheta\right] / \sin\vartheta$$

(ζ = spezifischer Energieverlust, e = Laborenergie. Die Indices 1 und 4 bezeichnen das Strahl- bzw. rückgestoßene Teilchen),

wobei im Fall elastischer Streuung gilt

$$de_4/de_1 = 4m_1m_2/(m_1+m_2)^2 \cdot \cos^2\vartheta$$

(m_1, m_2 = Massen von Strahl- bzw. Targetteilchen).

Für diesen Fall ergibt sich eine effektive Targetdicke für die rückgestoßenen Ionen von

$$d_{eff} = d/\cos(\vartheta-\alpha)$$

(d = Targetdicke).

In Abbildung 12 ist der Verlauf von α und d_{eff}/d als Funktion des Winkels ϑ für die elastische Streuung von $^{208}Pb + ^{58}Ni$ (E = 265 MeV) dargestellt. Für $\vartheta \leq 45^0$ wird α wegen des geringen spezifischen Energieverlusts der Nickel-Ionen negativ, was bedeutet, daß die Targetnormale und das Spektrometer nicht mehr auf der gleichen Seite des Strahls liegen. Dann wird d_{eff} und damit auch die Kleinwinkelstreuung groß, so daß die hier aufgezeigte Methode zur Kompensation des unterschiedlichen Energieverlusts von Strahl und rückgestoßenem Teilchen nur bei einem Teil der Messungen durchgeführt werden konnte.

Da auf eine hochauflösende Messung der elastischen Streuung verzichtet wurde, konnten Q-Wert-Auflösungen von einigen MeV hingenommen und im Interesse einer ausreichenden Zählrate entsprechend dicke Targets verwendet werden.

Weiterhin wurde großer Wert auf die Isotopenreinheit der Targets gelegt. Die ^{58}Ni-Targets waren freitragende gewalzte Metallfolien von 280 bzw. 400 µg/cm² Massenbelegung. Sie wurden im Targetlabor der GSI hergestellt. Dabei fand ein auf eine Isotopenreinheit von 99.8% angereichertes Material Verwendung.

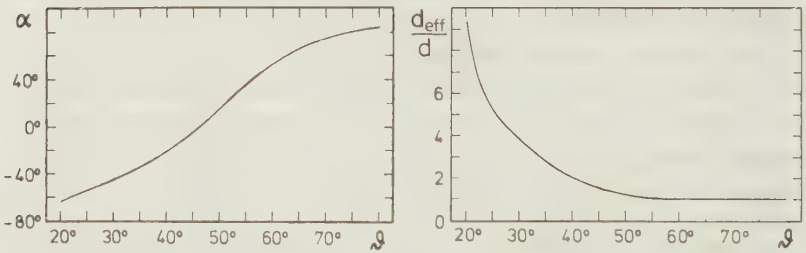

Abbildung 12: Targetwinkel (α) und relative Targetdicke (d_{eff}/d) bei Kompensation der unterschiedlichen Energieverluste von Strahl- und rückgestoßenen Teilchen.

Die ^{64}Ni-Targets (Massenbelegung 100 bzw. 400 µg/cm^2) wurden auf Vermittlung von Herrn Roeckl, GSI, am Isotopenseparator des Institut de Physique Nucléaire in Orsay hergestellt. Das in den Separator eingebrachte Ausgangsmaterial hatte einen Anreicherungsgrad von 96.5%. Als Auffänger diente eine Kohlenstoffolie (50 µg/cm^2), die auf beiden Seiten mit ^{64}Ni belegt wurde. Bei den Messungen am Flugzeitspektrometer konnten keine störenden Targetverunreinigungen festgestellt werden, während im ^{58}Ni-Target für die Auswertung allerdings völlig vernachlässigbare Anteile von ^{52}Cr (1×10^{-4}) und ^{56}Fe (5×10^{-4}) gefunden wurden.

2. Streukammer

Die Targets befinden sich, montiert auf einer in Höhe und Winkel fernsteuerbaren Targetleiter, in einer halbzylinderförmigen Streukammer (Durchmesser 1 m). An dieser Kammer wird das Flugrohr an einer von vier möglichen Positionen (0° bis 90°) fest angeflanscht. Ein Federbalg stellt die um ±30° drehbare Verbindung zum Strahlrohr her.
In der Kammer befinden sich drei Dreharme, auf denen die Faraday-Tasse, die Monitorzähler sowie zwei weitere für Testzwecke benutzte Grenzschichtzähler montiert waren.

3. Detektoren

Die in der früheren Detektoranordnung zur Zeit- und Energiemessung verwendeten Grenzschichtzähler wiesen zunehmende Strahlenschäden auf, was sich in einer Verschlechterung der Energieauflösung, die ursprünglich 0.4% für ^{40}Ar-Ionen betragen hatte, und in zeitweise im Energiespektrum auftretenden Satelliten-Peaks äußerte. Darüberhinaus gab es Probleme bei

der Zeitauflösung, so daß schließlich die Grenzschichtzähler durch eine Ionisationskammer und einen separaten Detektor zur Flugzeitmessung ("Stopdetektor") ersetzt wurden (No80, Re81).

3.1 Startdetektor

Der Startdetektor (No80, Re81), der das Startsignal für die Flugzeitmessung lieferte, stand in 30 cm Entfernung vom Target ebenfalls noch in der Streukammer.
Das Funktionsprinzip wird anhand der schematischen Darstellung des Detektors (Abbildung 13 oben) beschrieben. Das nachzuweisende Ion fliegt durch eine dünne Kohlenstoffolie (30 $\mu g/cm^2$) und schlägt dabei Sekundärelektronen heraus. Diese werden durch das elektrische Feld zwischen der Folie und einem in 2 mm Entfernung angebrachten Beschleunigungsgitter (Transmission 95%) auf eine Energie von ca. 2 keV beschleunigt. Da die ganze Anordnung sich zwischen den Polschuhen eines Elektromagneten befindet, der in sehr guter Näherung ein homogenes Magnetfeld erzeugt, werden die Sekundärelektronen anschließend auf Kreisbahnen isochron auf den Elektronenvervielfacher umgelenkt. Dieser besteht aus einer Anordnung von zwei hintereinandergeschalteten Elektronenvervielfacher-Kanalplatten (channel plates) (Va80). Von der vorderen Elektrode der zweiten Platte wird das Zeitsignal abgegriffen.
Die Elektronenlawine trifft dann noch auf eine der Ortsmessung dienende Widerstandselektrode (Widerstand ca. 30 kΩ), welche von einer dünnen, auf eine Glasplatte gedampften Kohlenstoffschicht gebildet wird. Der Strom teilt sich entsprechend den Teilwiderständen und somit entsprechend dem Ort des Auftreffens auf die an zwei gegenüberliegenden Seiten kontaktierten Anschlüsse auf. Somit liefert der Detektor neben dem hauptsächlich benötigten Zeitsignal noch eine Ortsinformation in der Reaktionsebene. Einige technische Daten des Startdetektors und des noch zu beschreibenden Stopdetektors sind in Tabelle 6 aufgelistet.
Ein zwischen dem Target und dem Startdetektor angebrachter Magnet (900 Gauß auf 2 cm Länge) diente der Ablenkung störender Targetelektronen. Darüberhinaus wurde der Detektor durch Bleiabschirmungen gegen die von

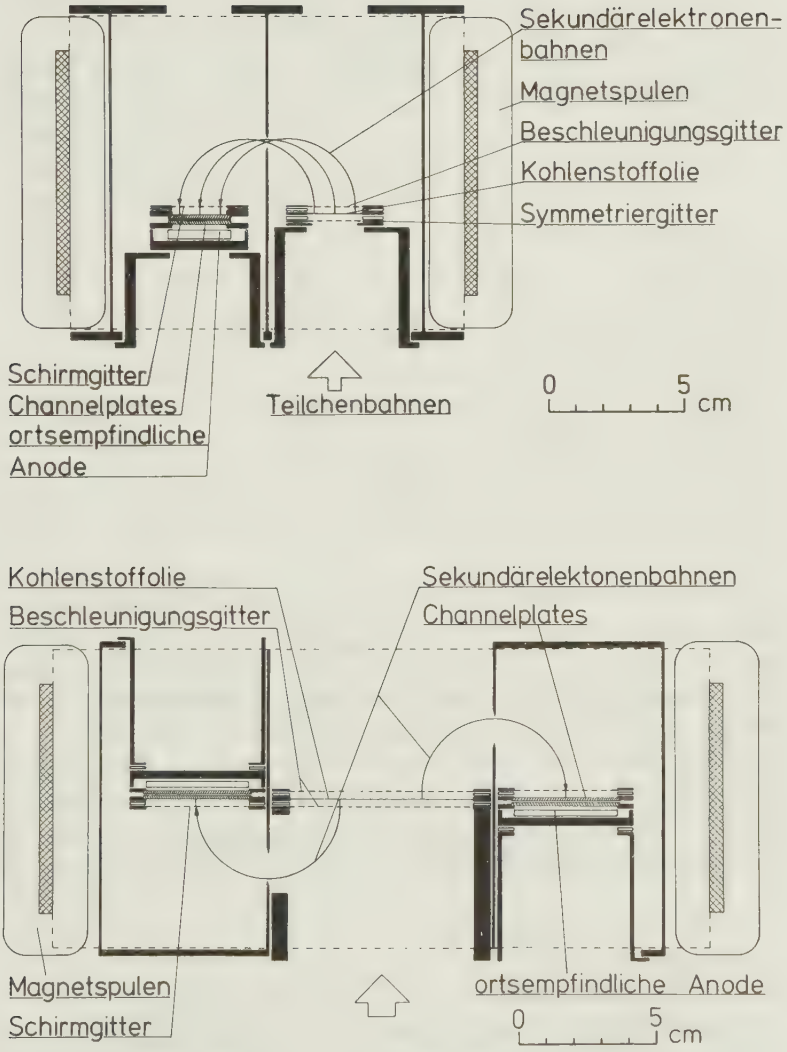

Abbildung 13: Startdetektor (oben) und Stopdetektor (aus No80).

	Startdetektor	Stopdetektor	
Aktive Fläche (Breite × Höhe)	18 × 45	90 × 19	mm^2
Kanalplatten	20 × 50	2 (50 × 20)	mm^2
Umlenkradius	25	35	mm
Fläche der Polschuhe	155 × 110	320 × 145	mm^2
Abstand der Polschuhe	75	39	mm
Magnetstrom	2.75	1.80	A
Magnetfeld	58	41	Gauß
Beschleunigungsspannung	1825	1800	V
Spannung pro Kanalplatte	925	875	V
Ortsauflösung (fwhm)	0.6	0.45	mm
Zeitauflösung (fwhm)	150	120	ps

Tabelle 6: Technische Daten von Start- und Stopdetektor.

der Faraday-Tasse ausgehende sowie die vom Target direkt auf die Kanalplatten gehende Röntgen- und γ-Strahlung geschützt. Dagegen wurde der Versuch unterlassen, Untergrund niederenergetischer geladener Teilchen durch Anlegen einer Hochspannung an das Target zu unterdrücken, da diese Maßnahme in einem Vorexperiment keinen Nutzen gezeigt hatte.
Gegen einen Grenzschichtzähler wurde im Vorexperiment mit ^{40}Ar-Ionen eine Zeitauflösung von 200 ps (fwhm) gemessen. Die während der Messungen tatsächlich erreichte Zeitauflösung ließ sich nicht direkt bestimmen, aus der Massenauflösung kann allerdings ein Wert von $\leq$ 150 ps abgeschätzt werden.

3.2 Stopdetektor

Der Stopdetektor (Abbildung 13 unten) arbeitet nach dem gleichen Funktionsprinzip wie der Startdetektor, jedoch befindet sich zu beiden Seiten der Kohlenstoffolie je ein Elektronenvervielfacher. Auf einer Seite des

Detektors werden die rückwärts austretenden Sekundärelektronen zum Nachweis verwendet. Diese Anordnung elaubte es, mit den größten erhältlichen Kanalplatten von 5 cm Breite einen 9 cm breiten Detektor zu bauen. Außerdem boten die im Vergleich zur Detektorbreite sich ergebenden relativ geringen Umlenkradien den Vorteil einer kurzen Flugstrecke, was sich günstig auf die Zeitauflösung auswirkte. Sie ermöglichten darüberhinaus eine kompakte Bauweise.

In der Mitte des Detektors befindet sich ein 1 cm breiter Überlappbereich, von dem aus Sekundärelektronen auf beide Kanalplatten gelenkt wurden. Das ermöglichte auch während der Messung eine Kontrolle der Zeitauflösung zwischen linker und rechter Detektorhälfte.

Es bestand jedoch das Problem, daß Elektronen aus den Randbereichen der Folie durch doppelte Umlenkung auf die falsche Kanalplatte gelangen konnten (Abbildung 14). Dieser Effekt trat bei etwa 7 bis 10% der die entsprechenden Randbereiche betreffenden Ereignisse auf. Er bewirkte, daß zusätzlich zu dem richtig gemessenen Signal an der anderen Kanalplatte ein um die Umlenkzeit (5 ns) verzögertes Signal erschien. Jedoch ließen sich die falschen Signale durch diese Zeitdifferenz bei der off-line-Auswertung leicht als solche erkennen.

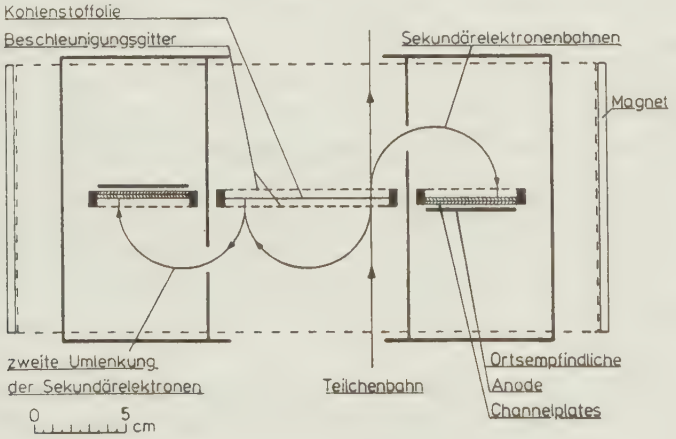

Abbildung 14: Doppelte Umlenkung von Sekundärelektronen (aus No80).

Auch am Stopdetektor waren Abschirmmaßnahmen erforderlich, und zwar gegen geladene Teilchen, die von einer Hochvakuum-Meßzelle ausgingen.
Die Ortseichung erfolgte mit Hilfe einer vor den Detektor geschobenen Schlitzblende. Es wurde eine Ortsauflösung von 0.4 mm (fwhm) gemessen. Die erreichte Zeitauflösung betrug nach der off-line-Korrektur einer Amplituden-Zeit-Korrelation 120 ps (fwhm). Damit ergab sich eine Auflösung der Zeitmessung zwischen Start- und Stopdetektor von etwa 180 ps. Der Abstand zwischen Start- und Stopdetektor betrug 445 cm.

3.3 Ionisationskammer

Die Anode der Ionisationkammer war in zwei je 10 cm lange ΔE-Streifen und den Restenergie-Abschnitt (Länge 45 cm) unterteilt. In Abhängigkeit von der Energie des gemessenen Ions wurden nur das erste oder aber beide ΔE-Signale für die Bestimmung der Kernladungszahl Z verwendet. Durch Division der Signale von den ersten ΔE-Streifen der ebenfalls unterteilten Kathode und der Anode konnte eine Ortsinformation senkrecht zur Reaktionsebene gewonnen werden.
Eine 2 µm dicke Hostaphan-Folie, die von einem Wabengitter aus Stahl (Dicke 0.25 mm, Transmission 80%) gestützt wurde, bildete das Eintrittsfenster. Als Zählgas wurde Argon(90%)-Methan(10%) verwendet. Der Gasdruck (150 bis 250 Torr) wurde bei Änderungen des Flugrohr-Winkels der Laborenergie der Ionen angepaßt. Die elastisch gestreuten Nickel-Ionen verloren etwa die Hälfte ihrer Energie in den beiden ΔE-Abschnitten. Weitere technische Daten der Ionisationskammer sind in Tabelle 7 aufgelistet.
Die Energie-Auflösung nach off-line-Korrekturen der Ortsabhängigkeit der Signale läßt sich auf etwa 0.4% (fwhm) bei den höheren Energien (8 MeV/u) bis 0.45% bei den niederen Energien (5 MeV/u) abschätzen. Die Z-Auflösung betrug 1.3%.

Eintrittsfenster (Breite × Höhe)	8 × 4	cm^2
Gesamte Länge der Anode	65	cm
Länge der ΔE-Platten	je 10	cm
Breite der Elektroden	18	cm
Abstand Kathode-Frischgitter	12	cm
Abstand Frischgitter-Anode	3	cm
Frischgitter: Drahtdurchmesser	50	µm
Drahtabstand	0.5	mm
Spannungen bei 200 Torr Argon-Methan:		
Anode	1200	V
Frischgitter	500	V
Kathode	- 200	V
Energieauflösung für		
Ni-Ionen (5 - 8 MeV/u) (fwhm)	0.45 - 0.4	%
Z-Auflösung für		
Ni-Ionen (5 - 8 MeV/u) (fwhm)	1.3	%

Tabelle 7: Technische Daten der Ionisationskammer

3.4 Monitorzähler

Zwei Grenzschichtzähler (Fläche 50 mm^2, Dicke 300 µm), auf einen Raumwinkel von je 0.03 msr ausgeblendet, standen unter Winkeln von 7^0 und 10^0 bzw. 10^0 und 13^0. Die Anzahl der vom Target auf diese Zähler elastisch gestreuten Blei-Ionen diente zur Normierung des Produkts aus Targetdicke und integriertem Strahlstrom.

3.5 Testzähler

Zu Einstellungs- und Testzwecken war jeweils ein Grenzschichtzähler (Fläche 100 bzw. 200 mm^2, Dicke 300 µm) hinter den Start- und Stop-Detektor

fahrbar montiert. Ein mit einer Schlitzblende abgedeckter Grenzschichtzähler konnte ebenfalls hinter den Startdetektor gefahren werden. Er wurde zur Überprüfung der Ortsauflösung verwendet.

4. Fokussierung

Der Aufbau des Fokussierungssystems wurde bereits im ersten Teil der Arbeit ausführlich beschrieben, so daß an dieser Stelle nicht mehr darauf eingegangen werden soll.
Angesichts des großen A-, Z- und Energiebereichs der nachzuweisenden Ionen wurde einer eindimensionalen Fokussierung wegen der nahezu doppelten Plateaubreite gegenüber einer zweidimensionalen Fokussierung der Vorzug gegeben. Die Transmissionskurve wurde in einem Vorexperiment mit Argon-Ionen gemessen, darüberhinaus wurde in einem weiteren Vorexperiment die Lage des Plateaus an einigen Stützstellen mit ^{58}Ni-Ionen unterschiedlicher Energie (3.8 und 7.6 MeV/u) überprüft. Die Fokussierung ergab einen Raumwinkelgewinn um den Faktor 8.5.

5. Elektronische Signalverarbeitung und Datenaufnahme

Für jedes mit dem Spektrometer gemessene Ion fiel eine Reihe von korrelierten Detektor-Signalen an. Bei der Datenaufnahme mußten die Korrelationen erhalten bleiben. Daher wurden die Rohdaten über einen Prozeßrechner ereignisweise ("List-Mode") auf Magnetband geschrieben. Der Rechner diente gleichzeitig der Einstellung und Kontrolle der laufenden Messung (on-line-Betrieb). Die eigentliche Datenauswertung erfolgte später (off-line) an einem Großrechnersystem (s. Kapitel B).

Abbildung 15 zeigt ein Blockschaltbild des zur Signalverarbeitung verwendeten Elektronik-Aufbaus. Die Spannungsversorgungen (14 Leitungen), die Signalzweige der Monitor- und Test-Grenzschichtzähler sowie einige zu Kontrollzwecken verwendeten Geräte wurden dabei der Übersichtlichkeit wegen nicht mit eingezeichnet.

Die Detektor-Signale wurden am Meßplatz von Vorverstärkern verstärkt und über lange Kabel zur "Meßstation" geführt, wo der Elektronik-Aufbau zur weiteren Signalverarbeitung und der Prozeßrechner standen.

Die Signale der Ionisationskammer-Anode (ΔE_1, ΔE_2, Restenergie ΔE_3) gingen über ladungsempfindliche Vorverstärker ("VV", GSI VV1001) und die unipolaren Zweige der Hauptverstärker (spectroscopy amplifier "SA", Canberra 2010) auf die Analog-Digital-Converter ("ADC", Laben 8215).

Um die Ereignisrate am Prozeßrechner und am Magnetbandgerät auf die verwertbaren Ereignisse zu beschränken, wurden die ADCs der Zeitdetektoren nur freigegeben, wenn ein Ion in der Ionisationskammer ein Signal erzeugte. Für die Freigabesteuerung bot sich die Kathode (K) an, die ein promptes Signal liefert, während die Anoden-Signale um die Laufzeit der Elektronen im Kathoden-Frischgitter-Raum verzögert ankommen. Zu diesem Zweck wurde neben dem zur Ortsmessung verwendeten Amplitudenzweig (Vorverstärker Canberra 970, Hauptverstärker Ortec 452) ein Zeitsignal abgegriffen, das über einen schnellen Verstärker (timing filter amplifier "TFA", Canberra 2110) und einen Constant Fraction Discriminator ("CFD", Canberra 1326) und zwei Impulsformer-Stufen (gate & delay generator "GDG", Ortec 416A) die ADCs der Zeitdetektoren freigab.

Von den der Ortsmessung dienenden drei Widerstands-Elektroden der Zeitdetektoren gingen jeweils zwei Signalzweige über ladungsempfindliche Vorverstärker (GSI VV1001) und Hauptverstärker (Ortec 451) zu den ADCs.

Die an den Kanalplatten ausgekoppelten Zeitsignale wurden nach Invertierung in Impuls-Transformatoren und Verstärkung in schnellen Vorverstärkern ("SV", GSI VT110CH2) den Constant-Fraction-Diskriminatoren (Ortec 934) zugeführt. Eine Zusammenfassung der beiden Stopdetektor-Zeitzweige erschien aus verschiedenen Gründen nicht sinnvoll, es wurden daher zwei unabhängige Zeitmessungen zwischen dem Startdetektor und jeweils einer Stopdetektor-Hälfte durchgeführt. Da der Startdetektor wegen seines

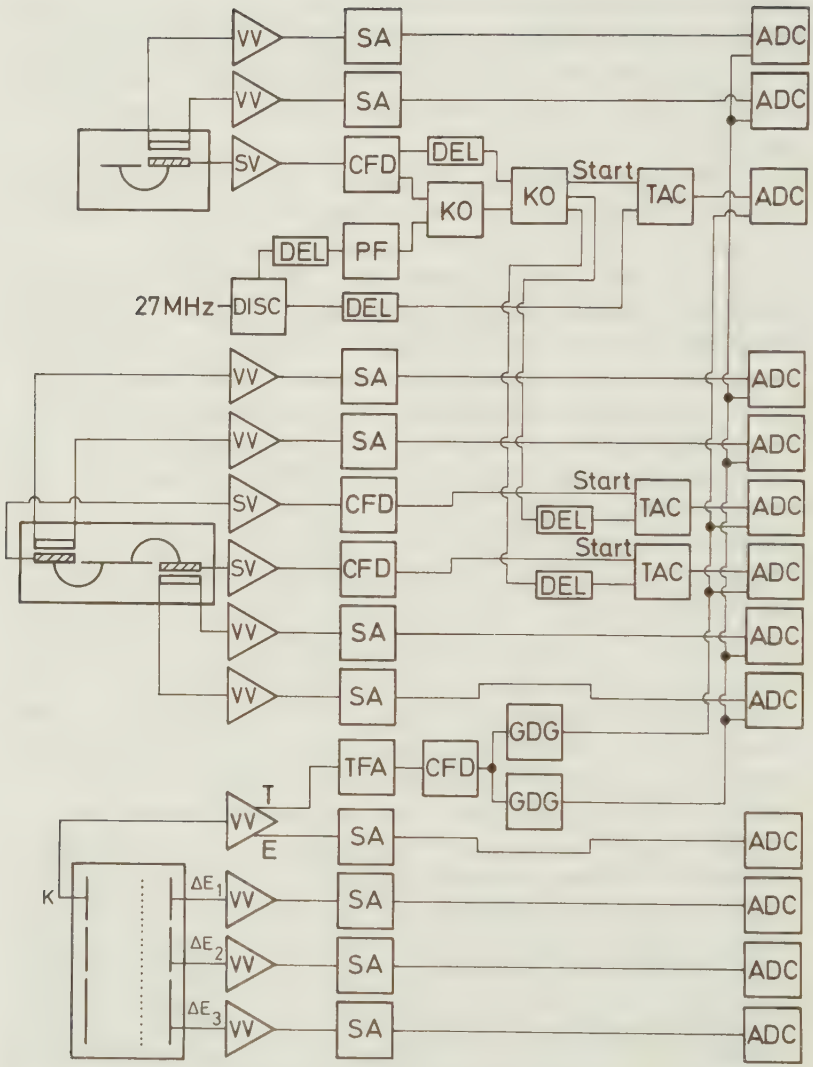

Abbildung 15: Blockschaltbild des Elektronik-Aufbaus.

größeren Raumwinkels und durch Untergrund von Elektronen, Röntgen- und γ-Strahlung eine wesentlich höhere Zählrate als der Stopdetektor abgab, starteten die Stopdetektor-Signale die Zeit-Impulshöhen-Konverter (time-to-amplitude converter "TAC", Canberra 1443), während die Zeitsignale des Startdetektors nach einer Antikoinzidenzschaltung mit der Beschleuniger-Hochfrequenz (27 MHz) und einer Kabelverzögerung ("DEL") von ca. 200 ns auf die Stop-Eingänge der TACs geführt wurden.

Die Antikoinzidenzschaltung unterdrückte zufällige Koinzidenzen zwischen einem im Stopdetektor gemessenen Ion und kurze Zeit vor diesem Ion im Startdetektor auftretendem γ-Untergrund. Im Prinzip wären die zufälligen Koinzidenzen auch bei der off-line-Auswertung herausgefiltert worden, jedoch gingen solche Ereignisse einer weiteren Auswertung verloren, was einer Verminderung der Nachweiswahrscheinlichkeit gleichkäme. Dagegen blieb durch die schnelle Antikoinzidenzschaltung auch bei großer Untergrundzählrate die Nutzzählrate im wesentlichen erhalten. Der Beschleuniger-Strahl weist in seiner Mikrostruktur einige Nanosekunden breite Impulse mit einer Periode von 37 ns auf. Da die prompte γ-Strahlung und die Ionen auf dem Weg vom Target zum Startdetektor zeitlich auseinanderlaufen (die γ-Quanten brauchen 1 ns, die Ionen 7 bis 12 ns), kann zur Unterdrückung des Untergrunds ein Fenster auf die Zeit zwischen den Strahlpulsen gesetzt werden. Dieses Zeitfenster wurde über einen schnellen Diskriminator ("DISC", EG&G T105), eine Verzögerung und eine Impulsformer-Stufe ("PF", LRS 622) aus der Beschleuniger-Hochfrequenz gewonnen und in einer Koinzidenzstufe ("KO", LRS 622) mit den Startdetektor-Signalen verknüpft. Die zweite Koinzidenzstufe diente der Erhaltung der zeitlichen Korrelation letzterer Signale.

Darüberhinaus wurde über einen weiteren TAC die zeitliche Lage der im Startdetektor gemessenen Ionen zur Beschleuniger-Hochfrequenz bestimmt. Diese Information wurde zu einer ereignisweisen Korrektur der Strahlenergie verwendet.

Die Signale der Monitor-Detektoren liefen nach ihrer Verstärkung in die ADCs und außerdem über Diskriminatoren (single channel analyzer, Ortec 455), die auf die elastisch gestreuten Blei-Ionen eingestellt waren, in Impulszähler. Hier wurden parallel CAMAC-Zähler (Borer 1004) zur Ausle-

sung durch den Rechner und NIM-Zähler zur laufenden Kontrolle des Experiments verwendet.

Den Strom von der Faraday-Tasse bereitete ein Strom-Frequenz-Wandler (current digitizer, GSI CD1000) auf, dessen Ausgangsimpulse ebenfalls in Impulszählern registriert wurden.

Die Schnittstelle zwischen den ADCs und dem Prozeßrechner (PDP 11/45) bildete die bei der GSI standardmäßig verwendete Rechnerperipherie. Eine abgeschlossene Konversion eines ADC bewirkte über das Random Scan Module (RASMO), daß nach Abwarten einer einstellbaren Koinzidenzzeit alle List-Mode-ADCs und alle CAMAC-Zähler als kompletter Ereignis-Block über CAMAC vom Rechner gelesen wurden. Dieser schrieb die Daten dann in größeren Blöcken im Wechselpufferbetrieb auf Magnetband.

Gleichzeitig wurden die aufgenommenen Daten von einem on-line-Analyseprogramm, geschrieben in durch Standardprozeduren (Ch78) erweitertem PL11 (Ru74), zu Einstellungs- und Testzwecken weiterverarbeitet.

Im Gegensatz zu den ADCs der Spektrometer-Detektoren wurden die ADCs der Monitor-Detektoren nicht im List-Mode, sondern im Direct-Memory-Increment-Mode (DMI) ausgelesen. Der Rechner übernahm dabei die Funktion eines Vielkanal-Analysators. Nach Beendigung einer Messung schrieb er die kompletten Spektren auf Magnetband.

Zur Bestimmung der Rechner-Totzeit liefen die Monitor-Signale jeweils parallel auf zwei Impulszähler, von denen einer durch die RASMO-Einheit für die Dauer der Signalverarbeitungszeit gesperrt wurde. Die Totzeitverluste beliefen sich auf 0.5 bis 3%. Sie kamen durch Ereigniszählraten im Beschleuniger-Makropuls von ca. 40 bis 220/s und einer Einzel-Totzeit von ca. 140 µs zustande. Letztere Größe setzt sich aus der ADC-Konversionszeit (9 µs), der RASMO-Koinzidenzzeit (4 µs) und der Zeit zum Auslesen von insgesamt 23 CAMAC-Adressen (ADC-Adaptern, Zählern, pattern unit) zusammen.

B. DATENAUSWERTUNG

Die off-line-Auswertung der Daten erfolgte am Großrechnersystem (IBM 3033 und 3032, später 3081) des Rechenzentrums der GSI. Es wurden das bei der GSI entwickelte SATAN-System (Ch78) und darin eingebundene, in PL-I geschriebene Programme verwendet. Das SATAN-System dient hauptsächlich der Akkumulation der auf Band stehenden List-Mode-Daten zu Spektren sowie zur weiteren Verarbeitung, graphischen Darstellung und Speicherung der Spektren und stellt dafür eine große Zahl von Kommandos, Prozeduren und Makros zur Verfügung.

Die Aufarbeitung der Daten wurde vorwiegend im Dialogbetrieb an einem graphischen Terminal (Tektronix 4014), teilweise auch im Stapelbetrieb (batch) durchgeführt. Sie wurde in zwei Phasen aufgeteilt. In der ersten Phase wurden aus den gemessenen Rohdaten (ΔE, Restenergie, Zeitdifferenz usw.) die Massenzahl, die Kernladungszahl, die Laborenergie und die Abweichung des Laborwinkels von der Spektrometerachse, gegeben durch die Position am Stopdetektor, bestimmt sowie ein Untergrundabzug durchgeführt. Diese Daten wurden wiederum im List-Mode auf Magnetplatte zwischengespeichert. Im zweiten Durchlauf fanden die Transformation ins Schwerpunktsystem, die Korrektur der Nachweiswahrscheinlichkeit und eine Abdampfkorrektur statt. So entstand schließlich für jeden Laborwinkel, an dem eine Messung durchgeführt worden war, eine dreidimensionale Matrix (A,Z,E_{CM}).

1. Aufbereitung der Rohdaten

1.1 Ionisationskammer

a) Energie

Die Summe der einzelnen aufeinander normierten Ionisationskammer-Signale (ΔE_1, ΔE_2, Restenergie ΔE_3) ergab zunächst die Laborenergie E. Für die Normierung wurden die Verstärkerzweige während des Experiments mit Testkapazität und Impulsgenerator geeicht, wobei Nullpunkte E_0 und relative Verstärkungsfaktoren v bestimmt wurden. Somit ergab sich

$$E = c_e \cdot \sum_{i=1..3} (\Delta E_i - E_{0i})/v_i \quad .$$

Die Verstärkungsfaktoren wurden auf ΔE_3 bezogen, während die für die Eichung des Absolutwerts von E vorgesehene Konstante c_e mit der Energie der elastisch gestreuten Nickel-Ionen ermittelt wurde. Für eine genauere Energiebestimmung mußte der Energieverlust der Ionen im Fenster der Ionisationskammer berücksichtigt werden.

b) Kernladungszahl

Der spezifische Energieverlust der Ionen im Gas der Ionisationskammer hängt hauptsächlich von ihrer Geschwindigkeit und Kernladungszahl Z ab. Man erhält daher für jedes Z einen Ast in der zweidimensionalen Darstellung ΔE gegen E (Abbildung 16 oben). Zur Trennung der Z-Äste wurde ein bei der GSI verfügbares Programm (So76) verwendet, das es erlaubte, am Graphik-Bildschirm Trennlinien zwischen die einzelnen Äste zu legen und die Daten bestimmten Z-Werten zuzuordnen. Der untere Teil von Abbildung 16 zeigt das so erhaltene Z-Spektrum.
Ein ähnliches Bild erhält man bei der zweidimensionalen Darstellung ΔE gegen Flugzeit T. Hier war es jedoch möglich, die Kernladungszahl analytisch zu bestimmen:

$$Z = z_1 \cdot [\Delta E \cdot (z_2 + z_3 T^{-1} + z_4 T^{-2})]^{1/2} + z_5 \quad .$$

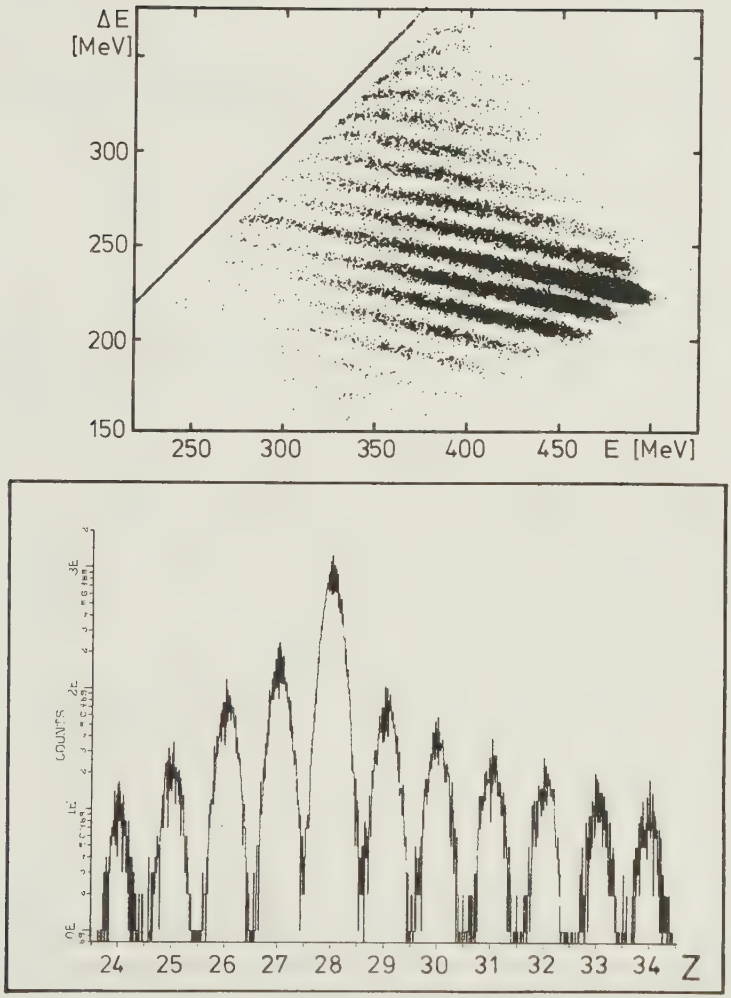

Abbildung 16: Zweidimensionale Darstellung von Energieverlust (ΔE) gegen Energie (E) und das dazugehörige Z-Spektrum.

Die Konstanten z_2 bis z_4 wurden durch einen Polynomfit zweiter Ordnung an den Verlauf der ΔE-Äste bestimmt, z_1 und z_5 dienten lediglich der Skalierung.
Zur eigentlichen Z-Bestimmung wurde das Wertepaar (ΔE,E) benutzt, da es eine bessere Z-Auflösung ergab und sich keine Untergrundprobleme zeigten. Darüberhinaus wurde Z aber auch aus ΔE und der Flugzeit ermittelt, weil sich dies als zum Untergrund-Abzug geeignet erwies.
Sowie die Restenergie eine relativ geringe Schwelle überschritt, wurde zur Z-Bestimmung $\Delta E = \Delta E_1 + \Delta E_2$ herangezogen, ansonsten $\Delta E = \Delta E_1$.

c) Ort

Durch Division des Kathoden- durch das Anodensignal vom ersten Energieverluststreifen wurde eine Ortsbestimmung senkrecht zur Reaktionsebene durchgeführt. Eine Testmessung mit einer Schlitzblende hatte gezeigt, daß die Messung eine Nichtlinearität aufwies, was jedoch nicht von Belang war, da die Ortsinformation nur für eine Korrektur zur Verbesserung der Energieauflösung verwendet wurde.
Jedoch wurde eine Abhängigkeit der Ortsmessung vom Ort in der Reaktionsebene herauskorrigiert:

$$y = y' \cdot (1 + y_1 x + y_2 x^2)$$

(x, y = Ort in der Reaktionsebene bzw. senkrecht dazu),
wobei die Parameter y_1 und y_2 Werte von ca. 3×10^{-3} /cm bzw. 1.3×10^{-2} /cm² annahmen.

1.2 Zeitdetektoren

a) Flugzeit

Die Eichung der Flugzeit-TACs mit einem Timecalibrator zeigte schwache Nichtlinearitäten in deren Kennlinie auf. Daher wurden die in Nanosekunden geeichten Zeitdifferenzen ΔT zwischen Start- und Stopimpuls aus den TAC-Amplituden mit Polynomen zweiter Ordnung berechnet. Die Flugzeit T ergab sich zu

$$T = T_0 - \Delta T \quad ,$$

wobei die Nullpunktskorrektur T_0 (200 - 250 ns) im wesentlichen durch die Verzögerungseinheiten vor den Stop-Eingängen der TACs und die Verzögerungen der Elektronik-Einschübe gegeben wurde. Sie wurde, getrennt für beide Zeitzweige, dadurch bestimmt, daß die als Funktion der Flugzeit auftretende Krümmung der Massenäste verschwinden mußte.

b) Ort

Die Ortsmessung am Stopdetektor diente sowohl einer genauen Winkelmessung als auch einer Korrektur zur Verbesserung der Energieauflösung.
Aus den an der Widerstandselektrode abgegriffenen Signalen e_l und e_r erhält man durch Division eines dieser Signale durch die Summe den relativen Ort x'

$$x' = \frac{e_r}{e_l+e_r} \quad \text{bzw.} \quad x' = 1 - \frac{e_l}{e_l+e_r} \quad .$$

Um an den Randzonen keine wesentliche Verminderung der Auflösung durch die Digitalisierung der Amplituden in den ADCs zuzulassen, wurde jeweils das größere der beiden Signale durch die Summe geteilt. Eine Nullpunkts- oder Verstärkungskorrektur entfiel, da die Verstärker vor dem Experiment aufeinander abgeglichen wurden. Aus dem relativen Ort wurde mit Hilfe der Ortseichung der in Zentimetern geeichte Ort berechnet:

$$x = x_1 \cdot (x' - x_0) \quad .$$

Die Nullpunktskorrektur x_0 wurde dabei so gewählt, daß x = 0 auf der Spektrometerachse galt.

1.3 Massenzahl

Aus der Energie und der Flugzeit ergibt sich die Masse M:

$$M = a \cdot ET^2 \quad ,$$

wobei mit der Konstanten a zunächst nur eine willkürliche Skalierung vorgenommen wurde. Abbildung 17 zeigt eine zweidimensionale Darstellung von Flugzeit gegen Energie und das dazugehörige Massenspektrum.
Zunächst wies die Massenbestimmung die nicht befriedigende Auflösung von $A/\Delta A = 130$ (fwhm) auf. Eine Verbesserung auf $A/\Delta A = 150$ wurde jedoch durch

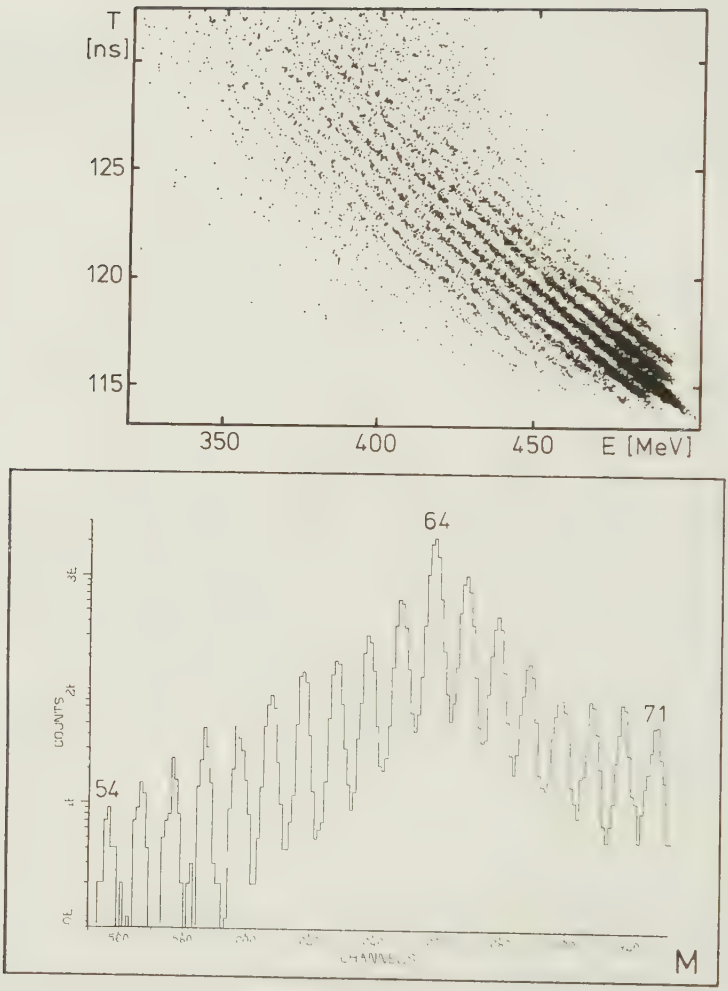

Abbildung 17: Zweidimensionale Darstellung von Flugzeit (T) gegen Energie (E) und das dazugehörige Massenspektrum.

die Berücksichtigung des Energieverlusts im Fenster der Ionisationskammer erreicht,

$$E' = E \cdot (1 + e_f \cdot \Delta E_1) \quad .$$

Der Parameter e_f, der durch die Forderung bestimmt wurde, daß die Z-Abhängigkeit von A verschwand, war mit $e_f = 0.12$ bis 0.18 etwa doppelt so groß wie für den Energieverlust in der Fensterfolie nach einer Energieverlusttabelle (No70) erwartet wurde, was darauf hinweist, daß in der Ionisationskammer eine inaktive Zone im Bereich des Fensters bestand, von der aus die Feldlinien nicht die Anode erreichten. Das ist verständlich, da am Fenster im Gegensatz zu den sonstigen Randflächen keine Potentialdrähte gezogen worden waren.

Da in die Massenauflösung praktisch nur die Detektoreigenschaften eingehen, lassen sich über die Masse auch schwache Korrelationen der Detektorsignale mit anderen Größen, wie zum Beispiel dem Auftreffpunkt am Detektor, feststellen, die bei bloßen Energie- oder Zeitauflösungstests unter Umständen nicht sichtbar werden.

Die Masse zeigte Korrelationen mit folgenden, primär nicht in die Massenbestimmung eingehenden Meßgrößen:

1. Amplitude des Kanalplatten-Signals e_k (wobei $e_k = e_l + e_r$).
2. Ort in der Reaktionsebene x.
3. Ort senkrecht zur Reaktonsebene y.

Abbildung 18 zeigt typische Verläufe dieser Abhängigkeiten.

Punkt (1) war wahrscheinlich nicht ausschließlich ein Diskriminator-Effekt. Der Startdetektor zeigte die Korrelation zwischen der Amplitude und der Zeit nicht.

Punkt (2) wurde auf Grund des Verlaufs der Korrelation mit Energie und Masse der Ionisationskammer zugeordnet, eine Überlagerung durch einen Laufzeiteffekt im Stopdetektor kann jedoch nicht ausgeschlossen werden.

Die Abhängigkeit der Masse von y war auf Rekombination in der Ionisationskammer zurückzuführen. Eine unzureichende Abschirmwirkung des Frischgitters hätte ein entgegengesetztes Vorzeichen zur Folge gehabt.

Es wurden folgende Korrekturen durchgeführt:

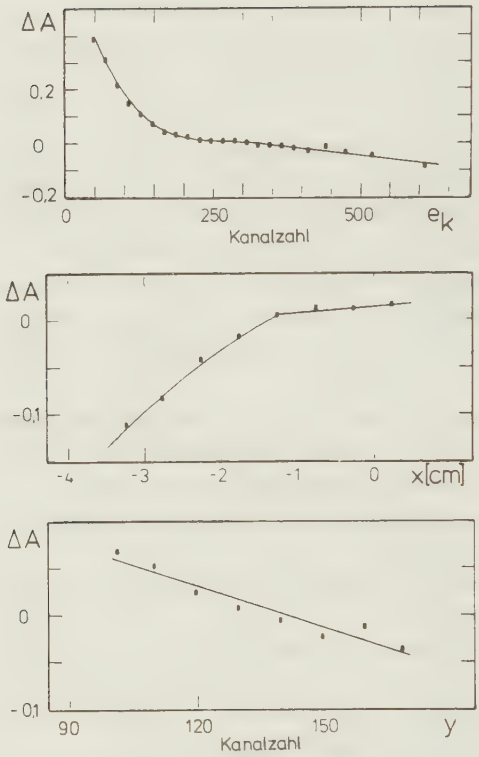

Abbildung 18:
Abhängigkeit der gemessenen Masse von den primär nicht in die Massenbestimmung eingehenden Größen Kanalplatten-Amplitude (e_k) sowie Ort in der Reaktionsebene (x) und senkrecht dazu (y).

$$T' = T + \sum_{i=1..3} (k_e)_i \cdot (e_k - e_0)^i \quad ,$$

$$E'' = E' \cdot [1 + \sum_{i=1,2} (k_x)_i \cdot x^i] \quad ,$$

$$E''' = E'' \cdot [1 + k_y \cdot (y - y_0)] \quad ,$$

wobei k_e, e_0, k_x, k_y, y_0 Parameter darstellen.
Die durchgezogenen Linien in Abbildung 18 geben die zur Bestimmung dieser Parameter durchgeführten Polynomfits wieder.
Damit wurde schließlich eine Massenauflösung von $A/\Delta A = 190$ (fwhm, $A = 64$) erreicht. Die Massenauflösung war praktisch energieunabhängig, da mit zunehmender Energie die relative Flugzeitauflösung zwar schlechter, die Energieauflösung jedoch besser wurde.
Die in Masseneinheiten geeichte Masse A wurde aus M' durch die Umformung

$A = a_1 M' + a_2$

gewonnen, die für die Massenzahlen kleiner bzw. größer als die Massenzahl des Targets mit geringfügig unterschiedlichen Koeffizienten a_1, a_2 ausgeführt wurde.

1.4 Laborenergie

Neben der Messung in der Ionisationskammer kann die Laborenergie bei bekannter Masse auch aus der Flugzeit bestimmt werden. Da leztere Methode eine geringfügig bessere Energieauflösung ergab, wurde ihr der Vorzug gegeben.

Der Energieverlust im Target wurde berücksichtigt, indem die Größe $k_t \cdot \Delta E_1$ zur Energie addiert wurde. Die Konstante k_t wurde mit einer Energieverlust-Tabelle (No70) für die elastisch gestreuten Nickel-Ionen unter der Voraussetzung einer Streuung in halber Targettiefe bestimmt.

Die erreichte Energieauflösung wurde hauptsächlich durch die Energie- und Winkelunschärfe des Strahls sowie durch Targeteffekte gegeben. Die Strahl-Energieunschärfe konnte durch die Messung der zeitlichen Korrelation zwischen Startdetektor-Signal und Beschleuniger-Hochfrequenz verbessert werden. Die Korrektur nutzt die Tatsache aus, daß der Strahlpuls am Ausgang der Beschleunigungsstrukturen eine Breite von 1-2 ns hat und entsprechend der Energieunschärfe auf dem ca. 80 m langen Weg zum Meßplatz zeitlich auseinanderläuft. Abbildung 19 zeigt die Korrelation zwischen

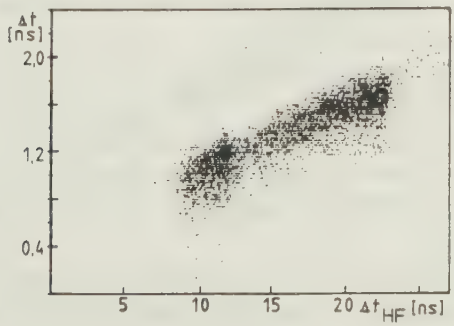

Abbildung 19:
Korrelation zwischen der Flugzeit zum Meßplatz (Abszisse) und der Flugzeit im Spektrometer (Ordinate).
(Willkürliche Zeitnullpunkte).

der Flugzeit im Spektrometer einerseits und der Zeit t_{HF} zwischen Startdetektor und Hochfrequenz andererseits (jeweils willkürliche Zeitnullpunkte), die mit an einem Goldtarget unter 10^0 gestreuten Blei-Ionen im Fall einer schlechten Beschleuniger-Einstellung gemessen wurde. Durch eine lineare Korrektur

$$E' = E \cdot [1 + k_{HF}(t_{HF} - t_0)]$$

konnte in diesem Fall die im Flugzeitspektrometer gemessenene Energieunschärfe von 1.3% (fwhm) nachträglich auf 0.44% verbessert werden. Im allgemeinen zeigte der Strahl jedoch eine geringere Energieunschärfe als in diesem Beispiel.

Die Winkelunschärfe des Strahls hatte einen wesentlichen Anteil an der erreichten Energieauflösung. Für eine Emittanz von 10 mm×mrad und einen Strahlfleckradius von 2 mm läßt sich ihr Beitrag zur Q-Wert-Auflösung auf ca. 1.5 MeV abschätzen. So betrug schließlich die Q-Wert-Auflösung 4-6 MeV (fwhm) mit den dicken Targets (400 $\mu g/cm^2$, $\vartheta = 50^0$-37.5^0) und 3 MeV mit einem dünnen Target (100 $\mu g/cm^2$, $\vartheta = 50^0$).

1.5 Untergrund-Abzug

Verschiedene Ursachen können zu einer unkorrekten Bestimmung von A und E führen. Dazu gehören

1. Falsche Flugzeitmessung durch zufällige Koinzidenzen, vorwiegend am Startdetektor.
2. Falsche Energiemessung durch Energieverlust des Ions in einem Draht des Beschleunigungsgitters im Stopdetektor oder, vorwiegend, am Stützgitter des Ionisationskammer-Fensters.
3. Falsche Energie- und Flugzeitmessung durch Energieverlust in einem Gitterdraht im Startdetektor.

Die Fälle (1) und (2) ergeben eine unkorrekte Massenbestimmung, Fall (3) nur eine falsche Energie. Letztgenannte Ereignisse lassen sich im Einzelfall grundsätzlich nicht von einer Kernreaktion mit stark negativem Q-Wert unterscheiden.

Die Fälle (1) und (2) ließen sich ereignisweise eliminieren, indem man einerseits die aus ΔE und E (Z_E) und andererseits die aus ΔE und T (Z_T) be-

stimmte Kernladungszahl verglich. Während die Z-Bestimmung in der Ionisationskammer korrekt verläuft, führen eine falsche Flugzeitmessung oder ein Energieverlust am Ende der Flugstrecke zu einem anderen Z_T-Wert, vorausgesetzt, daß die Energie der Ionen ausreichend weit entfernt vom Maximum in der Energieverlust-Kurve liegt, was bei den Messungen im allgemeinen erfüllt war.

Abbildung 20 zeigt eine zweidimensionale Darstellung von Z_T gegen Z_E. Da der spezifische Energieverlust mit abnehmender Energie zunahm, entsprechen die Ereignisse mit zu großem Z_T (oberhalb der oberen Linie) einem Energieverlust am Ende der Flugstrecke. Dagegen führte ein zu früher Startimpuls durch eine zufällige Koinzidenz zu einer zu großen Flugzeit, was den Daten mit zu geringem Z_T entspricht.

Ein Ereignis wurde verworfen, wenn das Wertepaar (Z_E, Z_T) nicht innerhalb des durch die gezeichneten Linien vorgegebenen Bereichs lag. Der Anteil des Untergrunds an der Gesamtzählrate betrug 1.7 bis 3.7%.

Die sich schließlich ergebenden A-Z-Verteilungen ($\vartheta = 37.5°$) sind in Abbildung 21 als Contour-Plots dargestellt. Eine nahezu eindeutige Trennung der einzelnen Massen und Kernladungszahlen wurde erreicht.

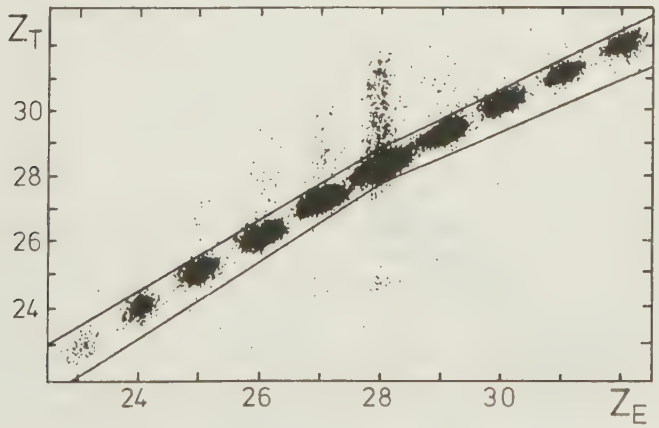

Abbildung 20: Untergrundabzug durch Vergleich der mit Flugzeit und Energie bestimmten Kernladungszahlen.

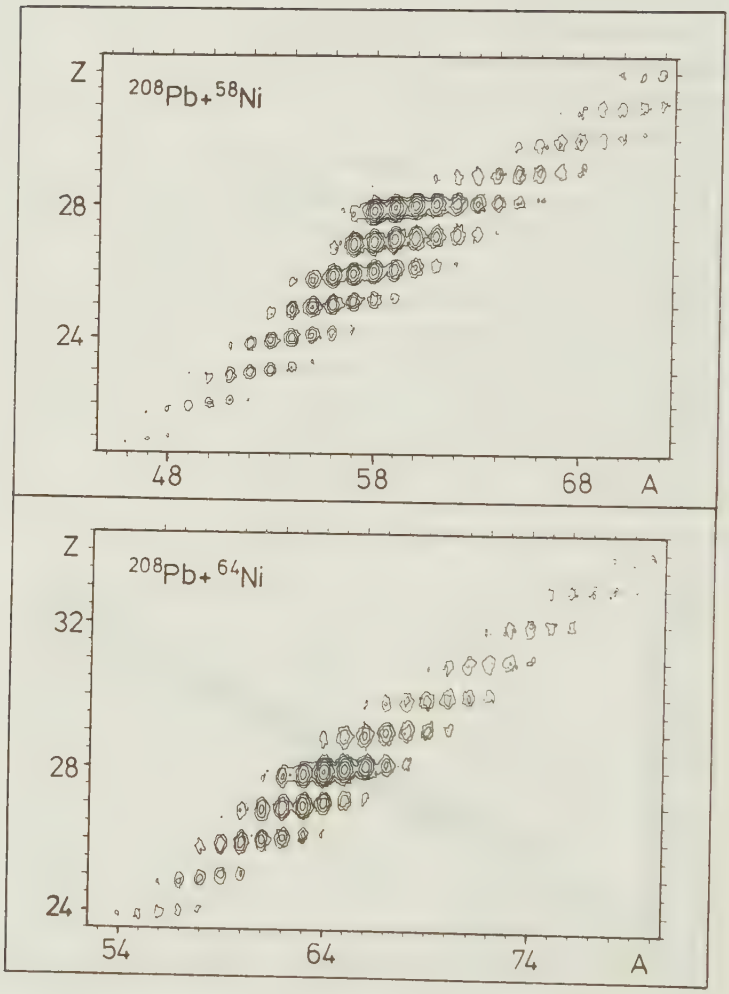

Abbildung 21: Gemessene A-Z-Verteilungen (ϑ = 37.5°).

1.6 Nachweiswahrscheinlichkeit

Die Ansprechwahrscheinlichkeit der Zeitdetektoren ist im allgemeinen kleiner als 1, da die Kanalplatten Ausgangssignale mit sehr unterschiedlichen Amplituden liefern, von denen ein Teil durch die elektronischen Schwellen unterdrückt wird. Weiterhin wird die relative Nachweiswahrscheinlichkeit durch Streuung an Gitterdrähten und durch zufällige Koinzidenzen am Startdetektor vermindert, obwohl letzterer Effekt durch Abschirmmaßnahmen und die Antikoinzidenzschaltung gegenüber vergleichbaren früheren Messungen (Ha81) stark vermindert wurde.
Die relative Nachweiswahrscheinlichkeit ε ließ sich durch das Verhältnis der Anzahl der tatsächlich ausgewerteten zur Anzahl der in der Ionisationskammer nachgewiesenen Ionen in einem bestimmten Energiefenster für die einzelnen Messungen bestimmen. Sie betrug 73% bis 91%. Daraus wurde der Korrekturfaktor $K_\varepsilon = 1/\varepsilon$ abgeleitet. Eine Energieabhängigkeit der Ansprechwahrscheinlichkeit konnte im Rahmen der Meßgenauigkeit nicht festgestellt werden.

2. Transformation in das Schwerpunktssystem

2.1 Energie

Aus Energie- und Impulserhaltungssatz folgen die bekannten kinematischen Beziehungen zwischen den im Labor gemessenen und den daraus für das Schwerpunktssystem zu berechnenden Größen. Wegen den im Vergleich zur Lichtgeschwindigkeit geringen Geschwindigkeiten ($v/c < 0.15$) genügt es, die Kinematik im nichtrelativistischen Grenzfall zu betrachten. Im folgenden beziehen sich die Indices 1 bis 4 auf den Strahl-, Target-, gestreuten und rückgestoßenen Kern.
Für die Schwerpunktsgeschwindigkeit V_4 des im Labor unter dem Winkel ϑ_4 mit der Geschwindigkeit v_4 gemessenen Ions gilt (s. Abbildung 22)

$$V_4^2 = v_4^2 + v_s^2 - 2v_4 v_s \cos\vartheta_4 \quad ,$$

wobei die Geschwindigkeit des Schwerpunkts v_s gegeben ist durch

$$v_s = v_1 \cdot m_1/(m_1+m_2) \quad .$$

Daraus sowie aus den Massen folgt die Schwerpunktsenergie im Ausgangskanal TKE (total kinetic energy):

$$TKE = \frac{(m_3+m_4)}{m_3} \cdot \frac{m_4}{2} V_4^2$$

$$= 0.518 \frac{(A_1+A_2)A_4}{A_1+A_2-A_4} \cdot V_4^2$$

(E in MeV, V_4 in cm/ns).

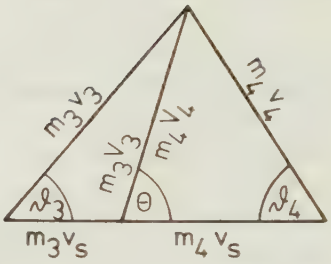

Abbildung 22

Der Q-Wert ist als Differenz zwischen der Energie im Ausgangs- und im Eingangskanal definiert:

$$Q = TKE - E_i \quad .$$

Aus dem Q-Wert und dem Grundzustands-Q-Wert

$$Q_{gg} = BE(A_3,Z_3) + BE(A_4,Z_4) - BE(A_1,Z_1) - BE(A_2,Z_2)$$

(BE = Bindungsenergie)

folgt die gesamte Anregungsenergie der Reaktionsprodukte

$$E_{ex} = Q_{gg} - Q \quad .$$

Die Bindungsenergien wurden aus einer Tabelle der bekannten Massen (Wa77), zu einem geringen Teil auch aus einer Tabelle vorhergesagter Massen (Jä76) entnommen.

2.2 Winkel

Mit der bereits berechneten Schwerpunktsgeschwindigkeit V_4 erhält man aus den Meßgrößen den Reaktionswinkel Θ im Schwerpunktssystem:

$$\cos(\pi-\Theta) = (v_4 \cdot \cos\vartheta_4 - v_s) \,/\, V_4 \quad .$$

Der Zusammenhang zwischen Schwerpunktswinkel Θ und Energie TKE bei den gemessenen Daten ist in Abbildung 23 als 'scatter plot' dargestellt.

Für die betrachteten Reaktionen gilt wegen der negativen Q-Werte im allgemeinen $v_s > V_4$, so daß bei gegebener Aufteilung der Massen auf die Reaktionsprodukte und gegebenem Q-Wert ein Grenzwinkel ϑ_{4max} im Laborsystem existiert, oberhalb dessen keine Reaktionprodukte beobachtet werden. Aus Abbildung 24 liest man ab:

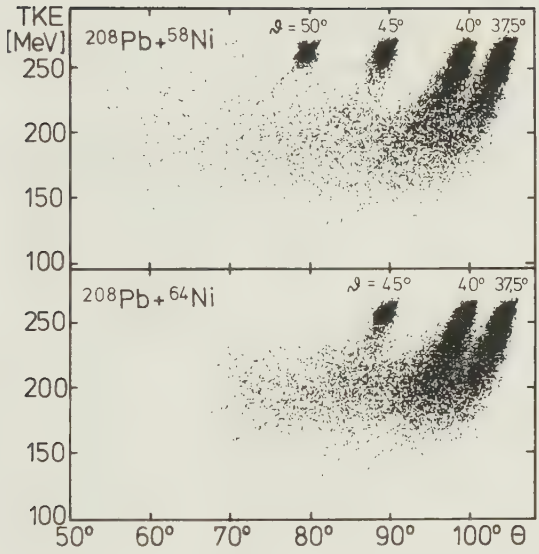

Abbildung 23: Zusammenhang zwischen Energie (TKE) und Schwerpunktswinkel (Θ) bei den an vier bzw. drei Laborwinkeln (ϑ) gemessenen Daten.

$$\sin\vartheta_{4max} = V_4/v_s \quad .$$

Bei gegebenem Laborwinkel und gegebener Fragmentation entspricht dies einem minimalen Q-Wert

$$Q_{min} = E_i \cdot \left(\frac{m_1 m_4}{m_2 m_3} \sin^2\vartheta_4 - 1\right)$$

(E_i = kinetische Energie im Eingangskanal im Schwerpunktssystem)

beziehungsweise bei gegebenem Laborwinkel und gegebenem Q-Wert einer maximalen zu beobachtenden Massenzahl

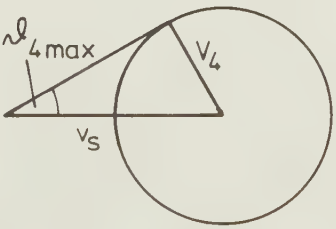

Abbildung 24

$$A_{4max} = (A_1+A_2) \,/\, (1 + A_1/A_2 \cdot E_i/TKE \cdot \sin^2\vartheta_4).$$

Der Zusammenhang zwischen A_{4max} und Q-Wert wird in Abbildung 25 für die zwei gemessenen Systeme dargestellt.

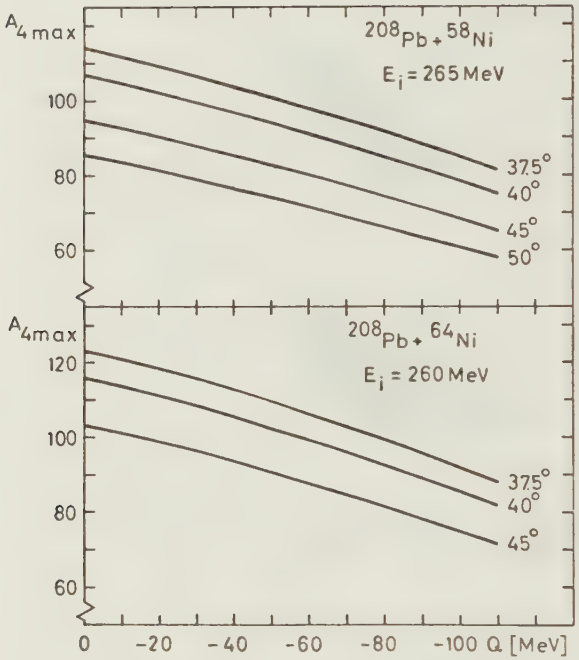

Abbildung 25: Zusammenhang zwischen Q-Wert und aus kinematischen Gründen maximal zu beobachtender Masse bei den untersuchten Systemen (Parameter ist der Laborwinkel).

2.3 Raumwinkel

Die Transformation in das Schwerpunktssystem macht eine Korrektur des Raumwinkels erforderlich. Aus der Zahl dN/dω der in das Labor-Raumwinkelelement dω gestreuten Kerne erhält man die Zahl dN/dΩ der in das Schwerpunkts-Raumwinkelelement dΩ gestreuten Kerne durch folgende Beziehung:

$$\frac{dN}{d\Omega} = \frac{dN}{d\omega} \cdot \frac{d\omega}{d\Omega} \quad ,$$

wobei für den Korrekturfaktor K_R gilt:

$$K_R \equiv \frac{d\omega}{d\Omega} = (v_4 - v_s \cos\vartheta_4) \cdot V_4 \; / \; v_4^2 \quad .$$

3. Bestimmung von Wirkungsquerschnitten

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für eine bestimmte Kernreaktion, die durch A, Z, θ und TKE klassifiziert werde, wird gegeben durch

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\Delta N(A,Z,\theta,TKE)\cdot K_R \cdot K_T \cdot K_\varepsilon}{N_S \cdot N_T/A \cdot \Delta\omega}$$

wobei ΔN die Zahl der in das Labor-Raumwinkelelement $\Delta\omega$ gestreuten Kerne, N_S die integrierte Zahl der Kerne im Strahl und N_T/A die Flächendichte der Kerne im Target bedeuten. Die Korrekturfaktoren K_R für die Raumwinkeltransformation, K_T für die Transmission des Spektrometers und K_ε für die Nachweiswahrscheinlichkeit wurden bereits angegeben.

Die Anzahl der in die Monitorzähler elastisch gestreuten Blei-Kerne, dividiert durch die entsprechenden Rutherford-Streuquerschnitte, ergab die relative Normierung des Produkts aus Strahlstrom und Targetdicke der verschiedenen Messungen untereinander.

Der geometrische Raumwinkel des Flugzeitspektrometers war nur ungenau zu bestimmen, da die Zeitdetektoren je zwei Drahtgitterebenen aufwiesen, deren räumliche Korrelation sich nicht genau festlegen ließ. Es wurde daher die Streuung bei dem kleinsten Schwerpunktswinkel (θ = 80° bei der ^{58}Ni-Messung) zur absoluten Normierung der Wirkungsquerschnitte benutzt. Bei diesem Winkel wurden außer der elastischen Streuung nur wenige "quasielastische" Kanäle beobachtet, hauptsächlich Einneutronen-Transfer in niedrigliegende Anregungszustände, deren Anteil am gesamten Streuquerschnitt bei diesem Winkel 6.3% betrug. Die Summe dieser Kanäle und der elastischen Streuung sollte in guter Näherung dem Rutherford-Streuquerschnitt entsprechen. Der Fehler dieses Verfahrens hängt unter anderem von der Interferenz der Streuung durch elektromagnetische und Kernwechselwirkung, das heißt von oszillatorischen Erscheinungen im Fresnel-Beugungsbild ab. Zur Überprüfung wurden Rechnungen nach dem "Generalized Fresnel Model" (Fr78) durchgeführt. Sie ergaben, daß die Amplitude der Oszillation im Verhältnis σ/σ_R am betrachteten Winkel unter 1% liegt. Der statistische Fehler beträgt bei ϑ = 50° ca. 1%, so daß der gesamte Fehler der Normierung auf < 5% geschätzt wird.

4. Korrekturen der A-Z-E-Verteilungen

4.1 Abdampfungskorrektur

Die beobachteten Anregungsenergien sind zum Teil so hoch, daß sie eine Abdampfung von Teilchen, insbesondere von Neutronen, bei der Abregung der Fragmente erwarten lassen. Im Spektrometer wird dann die Verteilung der sekundären Verdampfungsrestkerne gemessen, aus der die Verteilung der primären Produkte zu bestimmen ist. Diese Rückrechnung läßt sich nicht mit letzter Sicherheit durchführen, jedoch kann die Teilchenabdampfung mit Hilfe des Statistischen Modells (B159) näherungsweise berechnet werden.
Die Abdampfungskorrektur wurde nicht ereignisweise durchgeführt, vielmehr ergab ein iteratives Verfahren unter Benutzung berechneter Emissionswahrscheinlichkeiten die primäre aus der gemessenen sekundären Verteilung. Das Verfahren wurde zum ersten Mal bei der Auswertung der Reaktion $^{40}Ar + ^{208}Pb$ (Ha81) angewendet. Folgende vereinfachenden Annahmen wurden gemacht:

1. Die thermische Anregungsenergie teilt sich im Verhältnis der Massen auf die Reaktionsprodukte auf. Diese Annahme wurde zumindest für den Mittelwert experimentell verifiziert (Ey78, Ba78, Hi79, Ta79, Go80).
2. Es wird nur die Abdampfung von Neutronen berücksichtigt, da die Emission von geladenen Teilchen unwahrscheinlicher ist. Es werden maximal zwei Neutronen emittiert. Die Gültigkeit letzterer Annahme ist bei Berücksichtigung der massenproportionalen Aufteilung bis zu einer gesamten thermischen Anregungsenergie von etwa 80 MeV zu erwarten.
3. Die Geschwindigkeit des gemessenen Fragments erfährt durch die Neutronenemission im Mittel keine Änderung.

Im Statistischen Modell ist die Wahrscheinlichkeit für einen bestimmten Zerfallsschritt proportional zur Anzahl der dafür zur Verfügung stehenden Zustände. Die Normierung wird durch die Summe der relativen Wahrscheinlichkeiten aller möglichen Zerfallskanäle gegeben.

Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Kern der Masse A mit Anregungsenergie E* ein Neutron mit der kinetischen Energie ε emittiert, ist proportional zu dem Produkt aus den Zustandsdichten im Phasenraum und im Restkern

$$p(\varepsilon) \sim \varepsilon \cdot \rho(E^*-\varepsilon-B_n)$$

(B_n = Neutronen-Bindungsenergie. Der Neutronenabsorptionsquerschnitt, der die inverse Reaktion beschreibt, werde als konstant angenommen).

Mit der Niveaudichte

$$\rho(E) \sim \exp(2\sqrt{aE})$$

(a = Niveaudichte-Parameter)

erhält man das für die Verdampfung typische Maxwell'sche Energiespektrum

$$p(\varepsilon) \sim \varepsilon \cdot \exp(-\varepsilon/\theta) \quad , \quad \text{wobei} \quad \theta \simeq \sqrt{E^*/a} \quad .$$

Die Wahrscheinlichkeit, daß der Kern überhaupt ein Neutron emittiert, wird näherungsweise gegeben durch

$$P_1(A,E^*) = \int_0^{\varepsilon_{max}} p(\varepsilon)\, d\varepsilon \;/\; \int_0^{E^*} p(\varepsilon)\, d\varepsilon$$

$$\simeq [1 + \exp(-\varepsilon_{max}/\theta_1)]^{-1} \quad ,$$

wobei die Maximalenergie der Neutronen außer von Anregungs- und Bindungsenergie auch von der bei der Neutronenemission nur in geringem Maße abführbaren kollektiven Energie E_{rot} abhängt:

$$\varepsilon_{max} = E^* - B_n(A) - E_{rot} \quad .$$

Die Wahrscheinlichkeit für die Abdampfung eines weiteren Neutrons ergibt sich durch Integration über die Energieverteilung des ersten Restkerns:

$$P_2(A,E^*) = \theta_1^{-2} \cdot \int_0^{E^*-B_n(A)} \varepsilon \cdot \exp(-\varepsilon/\theta_1) \cdot P_1(A-1,E^*-B_n(A)-\varepsilon)\, d\varepsilon \quad ,$$

wobei das Energiespektrum des zweiten Abdampfschritts durch die Temperatur θ_2 beschrieben werde.

Mit P_1 und P_2 lassen sich die Wahrscheinlichkeiten für die Emission von genau 0, 1, oder 2 Neutronen ausdrücken:

$$W_0 = 1 - P_1 \quad , \quad W_1 = P_1 - P_2 \quad , \quad W_2 = P_2$$

(höhere Multiplizitäten werden nicht berücksichtigt).

Für die Lösung des inversen Problems wurde davon ausgegangen, daß die Wahrscheinlichkeit, einen Restkern (A,E*) nach Abdampfung von i Neutronen (i = 0..2) zu messen, proportional zur primären Ausbeute $N(A+i,E^*_i)$ und zur Emissionswahrscheinlichkeit $W_i(A+i,E^*_i)$ ist:

$$w_i \sim N(A+i,E^*_i) \cdot W_i(A+i,E^*_i) \quad .$$

Allerdings wurde die primäre Ausbeute N_{prim}, da sie nicht bekannt war, zunächst durch die gemessene sekundäre Ausbeute N_{sec} angenähert und in einem iterativen Verfahren zurückberechnet, das folgende Form hatte:

$$N^{(1)} = N_{sec} ,$$

$$N^{(k+1)}(A) = \sum_{i=0..2} N_{sec}(A-i) \cdot \frac{N^{(k)}(A) \cdot W_i(A)}{\sum_{j=0..2} N^{(k)}(A-i+j) \cdot W_j(A)}$$

$$N^{(k)} \rightarrow N_{prim} ,$$

wobei die N und W jeweils bei den entsprechenden, in Schritten von 1 MeV zusammengefaßten Anregungsenergien zu nehmen waren. Die Summe im Nenner diente nur der Normierung, so daß

$$w_0 + w_1 + w_2 = 1 .$$

Im allgemeinen genügten zehn Iterationsschritte, bis die Verteilungen $N^{(k)}$ sich nicht mehr signifikant änderten.

Die Iteration wurde getrennt für jedes Element durchgeführt. Aus dem zunächst ohne Berücksichtigung der Abdampfung berechneten Q-Wert Q_0 folgte unter der Annahme unveränderter Laborgeschwindigkeiten der Reaktionsprodukte der korrigierte Q-Wert

$$Q_i = [Q_0(A_4+i)A_3 + iA_2e_1] / [A_4(A_3-i)] .$$

Für die Kerntemperaturen θ_1 und θ_2, deren Werte nicht kritisch in die Ergebnisse eingingen, wurde ein Wert von 1.5 MeV verwendet. Die Rotationsenergie wurde mangels genauerer Kenntnis der Drehimpulse der Fragmente gleich 0 gesetzt. Somit darf die Korrektur als Berechnung der oberen Grenze für die Abdampfung betrachtet werden.

4.2 Spaltfragmente

Die Verteilung der beobachteten Massen reicht bis etwa A ≈ 100. Es ist daher nicht auszuschließen, daß Spaltfragmente von der Spaltung der Blei-ähnlichen Reaktionsprodukte die Isotopenverteilung überlagern. Da die Kinematik-Rechnung von einer Zweikörper-Reaktion ausgeht, werden mit diesen Fragmenten neben der für die primäre Reaktion falschen A- und Z-Bestimmung auch falsche Q-Werte ausgerechnet.

Zur Abschätzung der Kinematik der Spaltfragmente wird angenommen, daß die zu spaltenden Kerne bei hohem Energieverlust (Q = -65 MeV) am Grazing-Winkel (θ_{gr} = 107°, ϑ_{3gr} = 14.5°) gestreut werden. Masse und Ladung der angenommenen Spaltfragmente sollten auf der gemessenen Verteilung liegen. Ihre Energien lassen sich mit Hilfe der bekannten Systematik der Spaltungsenergien (Vi66), korrigiert auf asymmetrische Fragmentation, abschätzen. Für ein Spaltfragment (A = 90, Z = 38), das im Laborsystem am Grazing-Winkel der rückgestoßenen Kerne (ϑ_{4gr} = 37°) gemessen wird, erwartet man zwei Laborenergien (e_s = 470 MeV bzw. 100 MeV), die dadurch zustande kommen, daß der spaltende Kern das Fragment vorwärts oder rückwärts emittiert. Die Rückrechnung unter der in diesem Fall nicht gerechtfertigten Annahme einer Zweikörper-Reaktion ergibt daraus rechnerische Q-Werte von 0 und -60 MeV.
Tatsächlich wurden an den kleinen Laborwinkeln (ϑ = 37.5°, 40°) im Bereich von Q ≃ 0 für entsprechende Zweikörper-Reaktionen unrealistisch große Massen (A > 85) beobachtet und als Spaltfragment-Untergrund abgezogen. Dagegen geht der zweite Ast der Spaltfragment-Verteilung in die Verteilung der tiefinelastisch gestreuten Reaktionsprodukte über und läßt sich daher nicht abtrennen. Jedoch darf aus der geringen Anzahl der bei Q ≃ 0 beobachteten Spaltfragmente geschlossen werden, daß die tiefinelastische Isotopenverteilung durch diesen Untergrund nicht wesentlich verfälscht wird.

4.3 Streuung am Startdetektor

Der hohe Energieverlust eines gemessenen Ions beim Durchgang durch einen Gitterdraht im Startdetektor läßt sich im Einzelfall nicht von einem entsprechend großen negativen Q-Wert unterscheiden. Es wurde jedoch an den A-Z-E-Verteilungen ein Abzug dieses Untergrunds vorgenommen. Wegen der im Vergleich zu anderen Kanälen hohen Zählraten trugen hauptsächlich elastisch und nahezu elastisch gestreute Ionen zum Untergrund bei und führten

in der tiefinelastischen Verteilung zu einem scharfen Peak bei A und Z des Targets, der unter der Annahme einer glatten A-Z-Verteilung abgeschnitten wurde.

Im folgenden werden die Meßergebnisse diskutiert. Es wurde die übliche Klassifizierung nach dem Reaktions-Q-Wert und der übertragenen Masse vorgenommen, die auf folgende Unterteilung führt:

- Elastische Streuung
- Quasielastischer Transfer
- Intermediäre und tief-inelastische Reaktionen.

C. ELASTISCHE STREUUNG

Die Energieauflösung von einigen MeV erlaubte es nicht, die elastische Streuung von inelastischen Kanälen mit kleinem Q-Wert wie zum Beispiel der Coulombanregung zu trennen. Das war auch nicht das primäre Ziel der Messungen. Zur Beschreibung des Einflusses der kurzreichweitigen, stark absorbierenden Kernkräfte auf den Reaktionsquerschnitt ist es unter Umständen auch angemessen, die "elastische Streuung" nicht zu eng zu fassen, wobei sich jedoch das Problem ergibt, daß die Begriffe "elastische Streuung" und "Reaktionsquerschnitt" nicht mehr eindeutig definiert sind (Ar80, Ji81).

Im folgenden bezeichnet "elastische Streuung" die Summe der reinen elastischen Streuung und experimentell nicht aufgelöster Ausgangskanäle mit kleinem Q-Wert ($Q \leq 3\text{-}5$ MeV), aber ohne beobachteten Nukleon-Transfer.

Die Wirkungsquerschnitte für die "elastische Streuung" wurden durch Anpassung gaußförmiger Peaks an die hochenergetischen Hälften der quasielastischen Peaks in den Energiespektren der jeweiligen Isotope (^{58}Ni, ^{64}Ni) bestimmt. Während dieses Verfahren beim ^{58}Ni relativ problemlos durchzuführen war, ergaben sich beim ^{64}Ni auf Grund der Form der Energiespektren größere Abweichungen ($\geq 10\%$) bei Änderung des zum Fit benutzten Energie-Fensters.

Für die Streuung von ^{208}Pb an ^{58}Ni zeigt Abbildung 26 die so erhaltenen differentiellen Wirkungsquerschnitte, normiert auf den Rutherford-Streuquerschnitt σ_R. Die Fehlerbalken beinhalten den Fit-Fehler, der durch

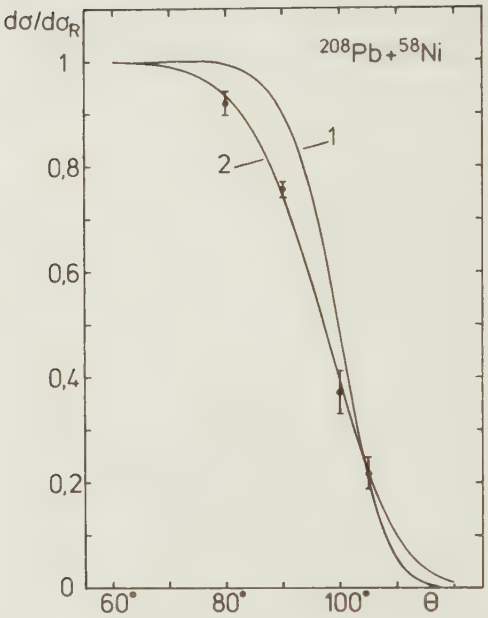

Abbildung 26:
Differentielle Streuquerschnitte der "elastischen Streuung" und Optische Modell-Rechnungen ($^{208}Pb + ^{58}Ni$).

Variation des Energie-Fensters beim Fit abgeschätzt wurde. Der statistische Fehler trägt mit < 1% nur geringfügig zur gesamten Unsicherheit bei.

Zum Vergleich mit den gemessenen Daten wurden Rechnungen nach dem Optischen Modell durchgeführt. Die langreichweitige Coulomb-Kraft, die bei den betrachteten schweren Kernen bereits bei relativ großen Abständen zu einer Absorption aus dem reinen elastischen Kanal führt (Ar80, Ji81) und sich durch ein "dynamisches Polarisations-Potential" (Lo77) als weiteren Term im Imaginärteil des Potentials behandeln läßt, wurde dabei wegen der hier verwendeten Definition der "elastischen Streuung" nicht berücksichtigt.

Zunächst wurde ein Satz von Potentialparametern benutzt, der mit der Maßgabe bestimmt wurde, daß Betrag und Steigung des Woods-Saxon-Potentials

$$V(r) = -V_0 / [1 + \exp(\frac{r-R}{a})]$$

am Wechselwirkungsabstand ($r_{int} \simeq R_1 + R_2 + 3$ fm $\simeq$ 13.8fm) mit den entsprechenden Werten des Bass-Fusionspotentials (Ba77) übereinstimmten (Parametersatz 1 in Tabelle 8). Diese Methode hatte bei der Analyse der Streuung von ^{40}Ar an ^{208}Pb (E_i = 198 MeV) zu guter Übereinstimmung der Rechnung mit der Summe von elastischer Streuung und niedrigliegenden angeregten Zuständen geführt (Ha81). Im hier betrachteten Fall wird jedoch bei kleinen Schwerpunktswinkeln die Absorption aus dem "elastischen Kanal" von der Rechnung unterschätzt (Kurve 1 in Abbildung 26). Der Grund dafür ist nicht in einer unzureichenden Berücksichtigung der angeregten Zustände bei der experimentellen Bestimmung der "elastischen Streuung" zu suchen, da auch die Hinzunahme von Q-Werten bis -10 MeV zur "elastischen Streuung" die experimentellen Daten bei kleinen Winkeln (θ = 80°, 90°) nicht an die gerechnete Kurve anhebt. Vielmehr bewirkt der Neutronen-Transfer in niedrigliegende Zustände die Absorption aus dem "elastischen Kanal". Selbst bei θ = 80°, wo sich die Kernoberflächen bei Annahme einer klassischen Bahn auf nur etwa 5 fm nähern, beträgt die gemessene Wahrscheinlichkeit für einen Neutronen-Transfer zum ^{59}Ni noch 4.6%.
Eine bessere Anpassung der Optischen Modellrechnung an die Daten (Kurve 2 in Abbildung 26) erhält man mit einem abgewandelten Satz von Potentialparametern (Nr. 2 in Tabelle 8), der zur Anpassung an die "elastische Streuung" von ^{40}Ar an ^{209}Bi (E_i = 240 MeV) bei mäßiger Energieauflösung (5 MeV) ermittelt wurde (Bi76) und sich insbesondere in der Tiefe des Imaginär-

	V_0 [MeV]	r_R [fm]	a_R [fm]	W_0 [MeV]	r_I [fm]	a_I [fm]
^{208}Pb + ^{58}Ni, (1)	27.3	1.29	0.61	9.1	1.33	0.51
(2)	43.2	1.196	0.645	56.0	1.196	0.645
^{208}Pb + ^{64}Ni	43.2	1.21	0.62	56.0	1.21	0.62

Tabelle 8: Parameter der bei den Optischen Modellrechnungen benutzten Woods-Saxon-Potentiale. Für das Coulomb-Potential wurde in allen Fällen r_C = 1.20 fm verwendet.

teils vom zuerstgenannten Parametersatz unterscheidet. Jedoch mußte zur Berücksichtigung des starken Neutronen-Transfers bei kleinen Winkeln der Diffuseness-Parameter von 0.529 auf 0.645 fm vergrößert werden. Durch eine weitergehende Variation von Parametern könnte zwar noch eine bessere Anpassung erzielt werden, doch wird solches Vorgehen durch die relativ geringe Zahl der Meßpunkte nicht gerechtfertigt.

Ohne die Änderung der Diffuseness ergibt sich eine gute Übereinstimmung, wenn bei den experimentellen Daten zur "elastischen Streuung" noch die Neutronen-Transferkanäle mit Q-Werten größer als -10 MeV hinzugenommen werden, was deshalb nicht verwunderlich erscheint, weil bei der zitierten Messung von $^{40}Ar + ^{209}Bi$ eine Massenbestimmung und damit eine Trennung solcher Kanäle von der "elastischen Streuung" nicht durchgeführt wurde.

Aus dem Verlauf der "elastischen Streuung" folgt ein totaler Reaktionsquerschnitt, unter Ausschluß der inelastischen Anregungen mit $Q \leq 5$ MeV, von $\sigma_T = 1035$ mb. Wegen des steilen Verlaufs von $d\sigma/d\sigma_R$ im Bereich des Grazing-Winkels dürfte der Fehler von σ_T trotz der Unsicherheiten von $d\sigma/d\sigma_R$ bei $\leq 4\%$ liegen, wie Rechnungen mit variierten Optischen Modell-Parametern zeigten.

Für die Reaktion $^{208}Pb + ^{64}Ni$ erhält man $\sigma_T = 1042 \pm 70$ mb. Hier ließ sich durch Variation der Diffuseness alleine keine befriedigende Anpassung an die Meßwerte erreichen, so daß auch der Radius-Parameter verändert wurde (Parametersatz 3 in Tabelle 8). Abbildung 27 zeigt die Meßpunkte und die gerechnete Kurve.

Im "Sharp cut-off"-Modell folgt aus dem Reaktionsquerschnitt der Maximaldrehimpuls

$$l_{int} = (\sigma_T/\pi)^{1/2} k_\infty \quad .$$

Er beträgt $l_{int} = 138 \pm 3\ \hbar$ (^{58}Ni) bzw. $142 \pm 5\ \hbar$ (^{64}Ni).

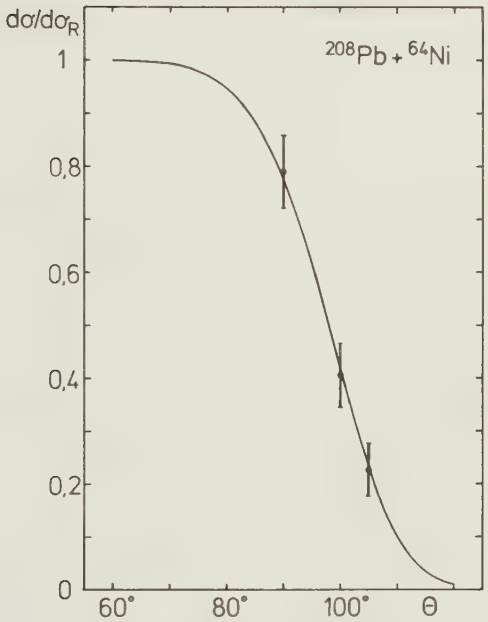

Abbildung 27: Differentielle Streuquerschnitte der "elastischen Streuung" und Optische Modell-Rechnung ($^{208}Pb + ^{64}Ni$).

D. QUASIELASTISCHER TRANSFER

Während bei Transfer-Reaktionen zwischen mittelschweren Ionen (beobachtete Masse $A \leq 20$) bei Energien nahe der Coulomb-Barriere die Transfer-Amplituden definierter Kanäle untersucht werden (Übersicht s. Go79, Ba80), beschränkt sich die Beschreibung des Nukleonen-Transfers bei "quasielastischen" und tief-inelastischen Reaktionen zwischen schweren Kernen ($A \geq 40$) in vielen Fällen auf die ersten und zweiten Momente der Massen- und Ladungsverteilungen (Übersicht s. Sc77, Le78, Ba80, Gob80). Die Gründe hierfür sind zum einen technischer Natur; einzelne Ausgangskanäle lassen sich für Massenzahlen $A \geq 40$ experimentell nicht auflösen, abgesehen von der elastischen und fast elastischen Streuung bei Systemen mit hoch liegenden ersten angeregten Zuständen (Ar80, Ji81).

Zum anderen verteilt sich der gesamte Reaktionsquerschnitt bei den schweren Systemen auf sehr viele einzelne Ausgangskanäle, die im allgemeinen über mehrere unterschiedliche Zwischenschritte erreicht werden können. Bereits bei relativ großen Abständen werden die Kerne mit hoher Wahrscheinlichkeit durch das Coulomb-Feld angeregt, so daß schon der Eingangskanal für die Transfer-Reaktionen sich über einige Zustände verteilt. Es werden daher keine signifikanten Einflüsse spektroskopischer Eigenschaften einzelner Zustände auf die gesamte Reaktion erwartet. Der Nukleonen-Austausch zwischen den Kernen läßt sich als Diffusionsprozeß verstehen (Nö74, Gob80), was die Angabe von Mittelwerten und Varianzen der Massen- und Ladungsverteilungen als relevante Meßgrößen rechtfertigt.

Unter Umständen können aber auch aus einer detaillierteren Untersuchung von Transfer-Wahrscheinlichkeiten in bestimmte "Kanäle" Informationen über die Eigenschaften der Diffusion gewonnen werden, wie in diesem Kapitel gezeigt werden soll. Unter Kanälen soll hierbei durchaus die Summe von Zuständen eines definierten Kerns über einen gewissen Energiebereich verstanden werden. Solche Untersuchungen wurden bei schweren Systemen, gemessen an der Zahl der Veröffentlichungen über Kernreaktionen mit schweren Ionen, vergleichsweise selten durchgeführt (Si82 und Zitate dar-

in, Ge81, Br82), wobei im Falle der Arbeit von Siekmann et al. (Si82) einzelne Isotope experimentell nicht aufgelöst wurden.

1. Festlegung des quasielastischen Kanals.

In der gemessenen A-Z-E-0-Verteilung heben sich einige Neutronen-Transferkanäle in ihrer Intensität und Form des Energiespektrums von der restlichen Verteilung der quasielastischen bis tief-inelastischen Reaktionen ab, so daß die Untersuchung des quasielastischen Transfers auf die Nickel-Isotope konzentriert wurde.
Diese Isotope weisen in ihren Energiespektren (s. Abbildung 28) einen deutlichen Peak bei einem Reaktions-Q-Wert $Q \approx 0$ mit einer Breite von etwa 10 MeV auf. Dieser Peak umfaßt jeweils eine ganze Reihe von einzelnen angeregten Zuständen der beteiligten Kerne, die jedoch experimentell nicht aufgelöst wurden. Aus Gründen dieser Form der Spektren, der experimentellen Auflösung von einigen MeV sowie theoretischen Erwartungen (s. unten) wurde zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts des quasielastischen Kanals ein Fenster von $Q = 0 \pm 10$ MeV auf die Energiespektren gesetzt. In Einzelfällen (^{62}Ni, ^{63}Ni im Fall des ^{64}Ni-Targets) wurde das Fenster bis -14 MeV erweitert.
Zur Unterscheidung von diesen quasielastischen Kanälen werden im folgenden die restlichen inelastischen ($Q \leq -10$ MeV), in der kinetischen Energie nicht vollständig relaxierten Reaktionen, für die in der Literatur häufig der Begriff "quasielastisch" gebraucht wird, als "intermediär" bezeichnet.

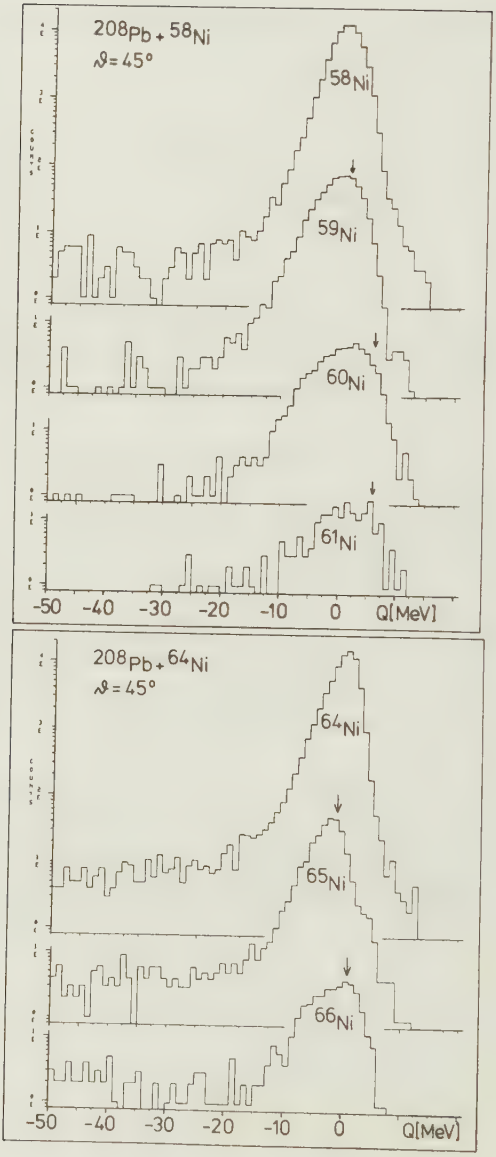

Abbildung 28: Gemessene Energiespektren einzelner Isotope. Die Pfeile deuten auf die Grundzustands-Q-Werte.

2. Q-Wert-Fenster

Direkte Transfer-Reaktionen zwischen mittelschweren bis schweren Kernen weisen bezüglich des Reaktions-Q-Werts eine kinematische Selektivität auf ("Q-Wert-Fenster") (Ba80). In einer klassischen Beschreibung des Transfers ist der optimale Q-Wert dadurch gegeben, daß die Trajektorien in Ein- und Ausgangskanal zum Zeitpunkt des Transfers, für den geeignete Modellannahmen gemacht werden müssen, stetig ineinander übergehen. Da bei den betrachteten schweren Systemen der Transfer eines Neutrons sich kaum auf die Trajektorie auswirkt, erwartet man einen optimalen Q-Wert Q_{opt} nahe Null. Mit den in Ba80 zusammengefaßten unterschiedlichen Modellannahmen erhält man Q_{opt} = -0.5 bis +1.0 MeV im betrachteten Winkelbereich (θ = 80° - 105°) für den Transfer eines Neutrons vom ^{208}Pb- zum ^{58}Ni-Kern. Der Vergleich mit den Grundzustands-Q-Werten (Tabelle 9) erklärt die experimentell beobachtete Behinderung des direkten Neutronen-Transfers vom ^{58}Ni zum ^{208}Pb, die aus Abbildung 21 deutlich hervorgeht.

Die Breite des Q-Wert-Fensters beträgt bei mittelschweren Systemen 5 bis 10 MeV (Ba80). Eine DWBA-Rechnung für das schwere System ^{88}Sr (^{86}Kr,^{88}Sr) ^{86}Kr (Si82) zeigt, daß eine Abnahme des Wirkungsquerschnitts um etwa eine Größenordnung in einem Energiebereich von ±10 MeV

x =	-2n	-1n	+1n	+2n	+3n	-1p	+1p
^{58}Ni →	^{56}Ni	^{57}Ni	^{59}Ni	^{60}Ni	^{61}Ni	^{57}Co	^{59}Cu
Q_{gg} [MeV]	-13.3	-8.3	+1.6	+6.3	+6.0	-4.4	-4.6
^{64}Ni →	^{62}Ni	^{63}Ni	^{65}Ni	^{66}Ni	^{67}Ni	^{63}Co	^{65}Cu
Q_{gg} [MeV]	-7.4	-5.7	-1.3	+1.0	-1.6	-8.7	-0.6

Tabelle 9: Grundzustands-Q-Werte Q_{gg} für den Transfer von Neutronen (n) und Protonen (p) bei den Reaktionen ^{208}Pb + ^{58}Ni, ^{64}Ni.

erwartet wird. Das ist ebenfalls in qualitativer Übereinstimmung mit den gemessenen Energiespektren (Abbildung 28).

3. Transfer-Wahrscheinlichkeit

3.1 Normierung

Die Normierung der quasielastischen Wirkungsquerschnitte auf den Rutherford-Streuquerschnitt zum Zwecke der Bestimmung einer Transfer-Wahrscheinlichkeit erschien wegen der starken Abnahme der elastischen Streuung durch Absorption in den intermediären und tief-inelastischen Kanal am Grazing-Winkel nicht sinnvoll, ebensowenig die Normierung auf den "elastischen" Streuquerschnitt, da die Transfer-Wirkungsquerschnitte nicht mehr als klein gegen die "elastischen" Streuquerschnitte zu betrachten waren. Es wurde daher eine Normierung auf die Summe der "elastischen" Steuung und der quasielastischen Kanäle durchgeführt, deren Trajektorien wegen der geringen Q-Werte und der im Vergleich zur Gesamtmasse geringen übertragenen Masse als der reinen Coulomb-Streuung ähnliche Bahnen angesehen werden können. Die Transfer-Wahrscheinlichkeit P ergibt sich dann zu

$$P_x = \left(\frac{d\sigma_{qe}}{d\Omega}\right)_x \Big/ \sum_i \left(\frac{d\sigma_{qe}}{d\Omega}\right)_i \quad ,$$

wobei x die Anzahl der zum leichteren Kern transferierten Neutronen bezeichnet (x = -2 bis +3).

3.2 Transfer in halbklassischer Betrachtung

In einer halbklassischen Näherung erwartet man im Fall von Bahnen, bei denen sich die Kerne nur schwach überlappen, eine im wesentlichen exponentielle Abnahme von P mit dem Abstand der nächsten Annäherung D (Ba80):

$$P \sim \sin(\Theta/2)\cdot\exp[-2\kappa D(\Theta)] \quad ,$$

wobei D(Θ) bei Annahme einer Coulomb-Bahn gegeben ist durch

$$D(\theta) = e^2 Z_1 Z_2 / (2E_i) \cdot \{1 + [\sin(\theta/2)]^{-1}\}$$

(e = Elementarladung).

Die Steigung hängt von der reduzierten transferierten Masse μ und einer effektiven mittleren Bindungserergie B_{eff} ab:

$$\kappa = (2\mu B_{eff}/\hbar^2)^{1/2} \quad .$$

Der einfache Ansatz gibt den experimentell beobachteten Verlauf der Transfer-Wahrscheinlichkeiten qualitativ gut wieder.

3.3 Gemessene Transfer-Wahrscheinlichkeiten

Abbildung 29 zeigt den Zusammenhang von $P/\sin(\theta/2)$ und $D(\theta)$. Im ^{58}Ni-System erkennt man für $D \geq 14.4$ fm ($\theta \leq 100^\circ$) den erwarteten exponentiellen Verlauf. Der exponentielle Abfall von $P/\sin(\theta/2)$ wurde durch die Formel

$$P_x/\sin(\theta/2) = \exp[-c_x(D-D_x)]$$

angepaßt (durchgezogenen Geraden in Abbildung 29), wobei zur Bestimmung der Parameter c_x und D_x die Meßpunkte am Grazing-Winkel ($\theta = 105^\circ$, $D = 14.1$ bzw. 14.4 fm) nicht berücksichtigt wurden.

Bei beiden Systemen zeigt der Neutronen-Transfer vom schweren zum leichteren Kern ($x > 0$) eine vergleichbare Abhängigkeit der Transfer-Wahrscheinlichkeit vom Abstand. Die zu kleineren Abständen extrapolierten Geraden schneiden sich jeweils bei $P \simeq 1$ und einem Abstand $D = 13.4$ fm, der Abständen der Kern-Oberflächen, die mit dem Halbdichte-Radius des Bass-Fusionspotentials berechnet wurden, von ca. 2.6 fm (^{58}Ni-Target) bzw. 2.5 fm (^{64}Ni-Target) entspricht. Der Parameter c_x, der die Steigung des exponentiellen Abfalls beschreibt, ist in Tabelle 10 aufgelistet. Für beide Systeme gilt (für $x > 0$) in guter Näherung

$$c_x = x \cdot c_1 \quad .$$

Dieser Zusammenhang sowie der gemeinsame Schnittpunkt bei $P \simeq 1$ legt die Interpretation nahe, daß die Wahrscheinlichkeit für den Transfer mehrerer Neutronen als das Produkt der Wahrscheinlichkeiten entsprechend vieler unabhängiger Transfer-Schritte aufgefaßt werden kann. Wegen der vergleichbar großen Grundzustands-Q-Werte und der ähnlichen Struktur der

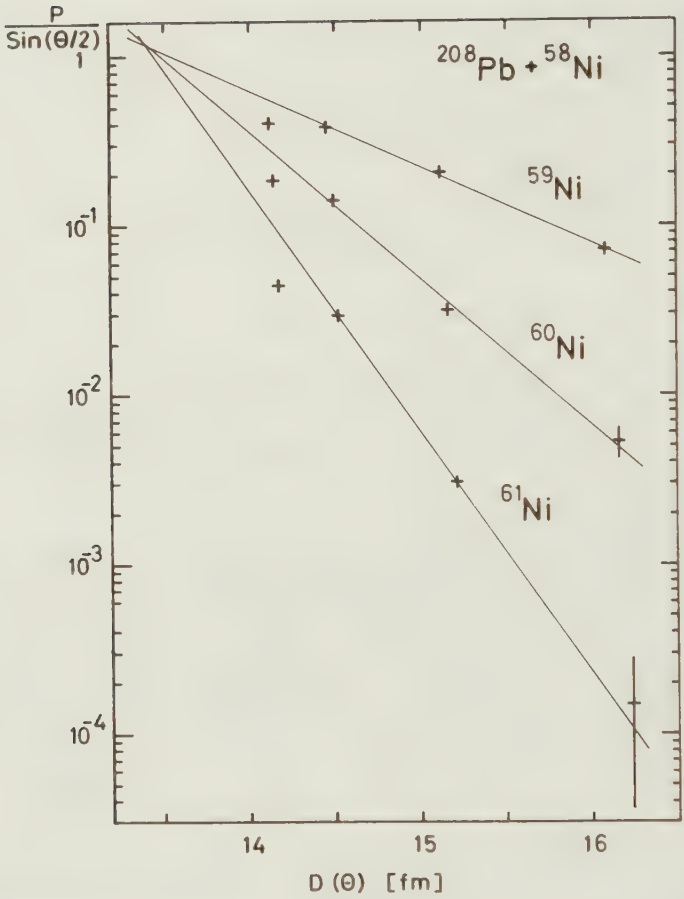

Abbildung 29a: Die Abhängigkeit der durch sin(θ/2) dividierten gemessenen Transfer-Wahrscheinlichkeiten (Kreuze) vom Kern-Abstand D(θ). Die Geraden wurden an die Meßpunkte angepaßt, mit Ausnahme der Punkte am Grazing-Winkel (D ≈ 14.1 fm) (^{208}Pb + ^{58}Ni).

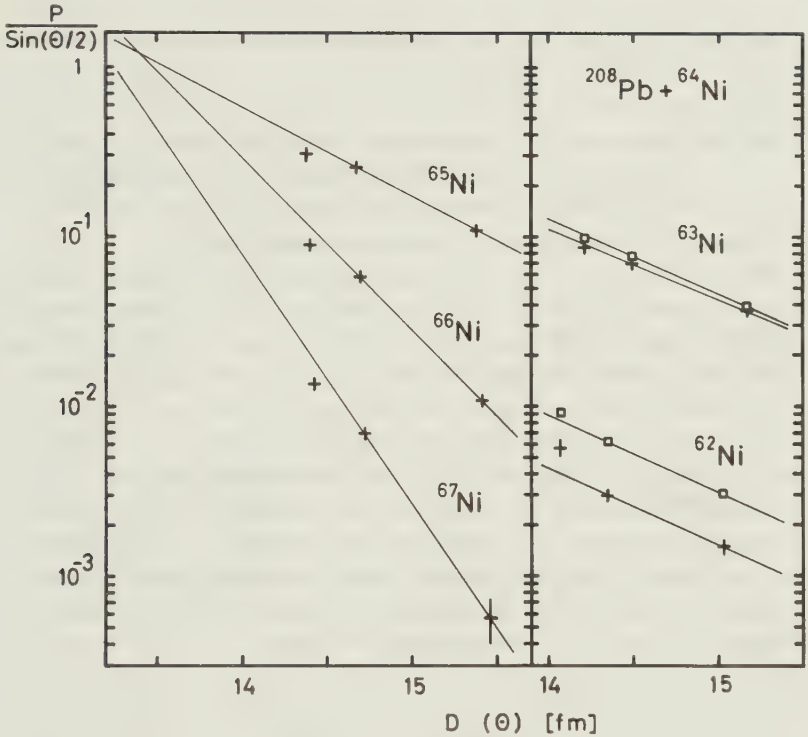

Abbildung 29b: Wie Abbildung 29a, aber $^{208}Pb + ^{64}Ni$. Die Quadrate bei ^{62}Ni und ^{63}Ni entsprechen auf -14 MeV erweiterten Fenstern auf den Energiespektren.

x =	-2n	-1n	+1n	+2n	+3n
$^{208}Pb + ^{58}Ni$			1.04	1.96	3.2
$^{208}Pb + ^{64}Ni$	1.04	1.01	1.21	2.33	3.4

Tabelle 10: Der Parameter c_x, der den Abfall der Transfer-Wahrscheinlichkeit mit dem Kern-Abstand beschreibt.

Kerne unterscheiden sich die einzelnen Transfer-Wahrscheinlichkeiten nicht stark voneinander, so daß gilt

$$P_x = P_1^x \quad .$$

Eine Verstärkung des Mehr-Nukleonen-Transfers durch konstruktive Interferenz mehrerer Zwischen-Konfigurationen, wie sie von Siekmann et al. (Si82) für den Protonen-Transfer bei den Systemen $^{86}Kr + ^{88}Sr$, ^{90}Zr und ^{92}Mo beschrieben wurde, wird hier praktisch nicht beobachtet.

Der Neutronen-Transfer vom Nickel zum Blei ($x < 0$) weist ein abweichendes Verhalten auf. Die Wahrscheinlichkeit für den quasielastischen Transfer eines Neutrons vom ^{64}Ni- zum ^{208}Pb-Kern ist um den Faktor 4, vom ^{58}Ni zum ^{208}Pb sogar um zwei Größenordnungen kleiner als die Wahrscheinlichkeit eines entsprechenden Transfers in die entgegengesetzte Richtung, was hauptsächlich auf die ungünstigen Grundzustands-Q-Werte zurückzuführen ist, möglicherweise aber auch angesichts der abgeschlossenen Neutronenschale im ^{208}Pb mit der Kernstruktur begründet werden kann. Außerdem nimmt die Wahrscheinlichkeit für den Transfer von zwei Neutronen nicht so steil mit dem Abstand ab ($c_{-2} \approx c_{-1}$), und die zu kleinem Abstand extrapolierten Geraden treffen nicht den gemeinsamen Schnittpunkt der Geraden für $x > 0$. Der Grund hierfür ist nicht unmittelbar einsichtig.

3.4 Transfer-Wahrscheinlichkeiten am Grazing-Winkel

Die Reduzierung von P am Grazing-Winkel, die auch schon bei anderen schweren Systemen beobachtet wurde ($^{86}Kr + ^{88}Sr$, ^{90}Zr, ^{92}Mo und $^{28}Si + ^{130}Te$ (Si82, Oe78)), entspricht einer relativen Abnahme der quasielastischen Transfer-Kanäle gegenüber der (quasi-)elastischen Streuung. Eine gewisse Sättigung von P sollte durch die Einbeziehung des Rück-Transfers ($^{58}Ni \rightarrow ^{59}Ni \rightarrow ^{58}Ni$) in die effektive Transfer-Wahrscheinlichkeit erwartet werden, jedoch reicht diese Annahme alleine nicht aus, den Grad der Absenkung von P zu erklären, wie eine Rechnung mit einem einfachen makroskopischen Modell zeigt (s. unten).

Die Vernachlässigung des Kernpotentials bei der Berechnung von D(0) kann die Abnahme von P am Grazing-Winkel ebenfalls nicht erklären, da durch die attraktiven Kernkräfte ein beobachteter Reaktionswinkel 0 tatsächlich

einem kleineren Abstand der Kerne entspricht als dies für eine reine Coulomb-Bahn zutrifft und somit sogar ein größerer Wert von P erwartet würde. Dies wird auch tatsächlich für den Zwei-Neutronen-Transfer (x = -2) zum ^{62}Ni im Falle des ^{64}Ni-Targets beobachtet. Hier sieht man außerdem beim ^{63}Ni (x = -1) praktisch keine Absenkung von P am Grazing-Winkel.
Die eindeutig stärkere Absenkung von P in den Fällen, wo Neutronen zum leichteren Kern übertragen wurden, legt die Annahme nahe, daß dieser Effekt durch die Konkurrenz des tief-inelastischen Kanals zustande kommt. In einer klassischen Betrachtung des Transfers (Ha81), bei der das transferierte Teilchen sich zwischen den zwei Masse-Rümpfen befindet und zunächst dem Donor-Rumpf und dann ohne Änderung der Geometrie dem Akzeptor-Rumpf zugeordnet wird, nimmt der Mittelpunkts-Abstand der Kerne ab, wenn ein Nukleon vom schweren zum leichteren Kern übertragen wird. In diesem Fall werden außerdem die Summe der beiden Kernradien und der Fusionsradius größer, so daß eine Absorption in den tief-inelastischen Kanal wahrscheinlicher wird, wogegen im umgekehrten Fall, wenn zunächst ein oder mehrere Nukleonen vom schweren zum leichteren Kern übertragen werden, die Wahrscheinlichkeit zunimmt, daß die Kerne sich bei relativ geringem Energieverlust wieder trennen. Diese Interpretation könnte auch zumindest teilweise die bei korrigierten Energieverlusten von ca. -10 bis -30 MeV beobachtete, der Richtung des statischen Potentialgradienten widersprechende Drift zur Massen-Asymmetrie erklären (s. Kapitel E).

3.5 Vergleich mit einem makroskopischen Modell

Die Größenordnung der Transfer-Wahrscheinlichkeit läßt sich makroskopisch als die Wahrscheinlichkeit des Durchtunnelns eines Potentialwalls zwischen den zwei Kernen abschätzen (Br80). Abbildung 30 zeigt die Potentiale der beiden Kerne und das resultierende Summen-Potential V. Die Potential-Barriere wird durch eine Parabel angenähert, so daß die Tunnel-Wahrscheinlichkeit P_t sich nach der vom Kernzerfall bekannten Formel angeben läßt (Br80):

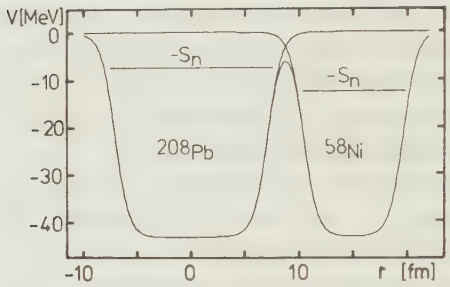

Abbildung 30:
Das Potential des Blei- und des Nickel-Kerns und das Summen-Potential bei einem Abstand von 15 fm (S_n = Neutronen-Separationsenergie).

$$P_t = \{1 + \exp[\frac{2\pi}{\hbar\omega}(V_{max}+S)]\}^{-1} ,$$

$$\omega = (m^{-1} \cdot \partial^2 V/\partial r^2)^{1/2}$$

(V_{max} = Höhe der Barriere,
m,S = Masse und Separationsenergie des transferierten Teilchens).

Für V wurde das Woods-Saxon-Potential verwendet, das mit den Optischen Modell-Rechnungen zur Anpassung der "elastischen" Streuung ermittelt wurde, da hiermit eine etwas bessere Anpassung an die experimentellen Transfer-Wahrscheinlichkeiten erreicht wurde als mit den bei Brosa und Gross (Br80) aufgeführten universellen Potentialen.

Das Tunnel-Modell wurde von Brosa und Gross zur Erklärung des "neutronenreichen" Transfers bei Schwerionen-Reaktionen (s. Kapitel E) angegeben. Wegen der Coulomb-Barriere haben die Protonen in einem bestimmten Bereich des Kern-Abstands noch eine sehr kleine Tunnel-Wahrscheinlichkeit, während der Potentialwall für die Neutronen bereits unter die Fermi-Oberfläche taucht.

Allerdings wird das Verhältnis der Transfer-Wahrscheinlichkeiten von Neutronen und Protonen im vorliegenden Fall von dem Modell quantitativ grob überschätzt. Das wird am Beispiel des ^{58}Ni-Systems deutlich. Die berechnete Neutronen-Transfer-Wahrscheinlichkeit liegt bei Verwendung der Neutronen-Separationsenergie des ^{208}Pb (7.4 MeV) um einen Faktor 2-3 und bei Verwendung einer mittleren Separationsenergie (9.8 MeV) nur geringfügig über den gemessenen Werten, wogegen eine um mehr als eine Größenordnung zu kleine Protonen-Transfer-Wahrscheinlichkeit berechnet

wird. Daher wurde die effektive Separationsenergie als Parameter betrachtet, um die Rechnungen an die experimentellen Werte anzunähern.
Der Rück-Transfer, der auftreten kann, wenn P_t nicht klein gegen eins ist, wurde auf folgende Weise berücksichtigt:

$$P_{eff} = P_t - P_t^2 + P_t^3 - + \ldots = P_t/(1+P_t)$$

(P_{eff} = effektive Transfer-Wahrscheinlichkeit),
wobei angenommen wurde, daß die Transfer-Wahrscheinlichkeit in beide Richtungen den gleichen Wert P_t aufweist, was für die betrachteten Fälle ($x > 0$) angesichts der nahe bei Null liegenden Grundzustands-Q-Werte gerechtfertigt erschien. Wenn bei weitgehender Annäherung der Kerne der Potentialwall verschwindet, geht P_t gegen 1 und entsprechend P_{eff} gegen 0.5, in Einklang mit der Vorstellung, daß das Neutron sich dann mit gleicher Wahrscheinlichkeit in beiden Kernen aufhält.
Mit dieser Modifizierung läßt sich für S = 11 bzw. 13.5 MeV eine gute Anpassung an die Meßwerte des Ein-Neutronen-Transfers ($x = +1$) erreichen (Abbildung 31). Dennoch liegen die Meßwerte am Grazing-Winkel noch unter der gerechneten Kurve, so daß die Annahme einer Absorption in den tief-inelastischen Kanal weiterhin gerechtfertigt erscheint.
Abbildung 31 zeigt ebenfalls die gemessenen und gerechneten Transfer-Wahrscheinlichkeiten für den Zwei-Neutronen-Transfer ($x = +2$). Die Rechnung wurde sowohl für sequentiellen Transfer

($P_{eff}(2n) = P_{eff}^2(1n)$, Kurve 1 in Abbildung 31)

als auch für simultanen Transfer (m = 2 u, Kurve 2) durchgeführt. Die ähnlich gute Übereinstimmung bei entsprechend angepaßten Separationsenergien (^{58}Ni : S_n = 10 MeV, S_{2n} = 15 MeV; ^{64}Ni : S_n = 13 MeV, S_{2n} = 17.5 MeV) läßt hieraus keine Aussage über die Anteile von sequentiellem und simultanem Transfer zu.

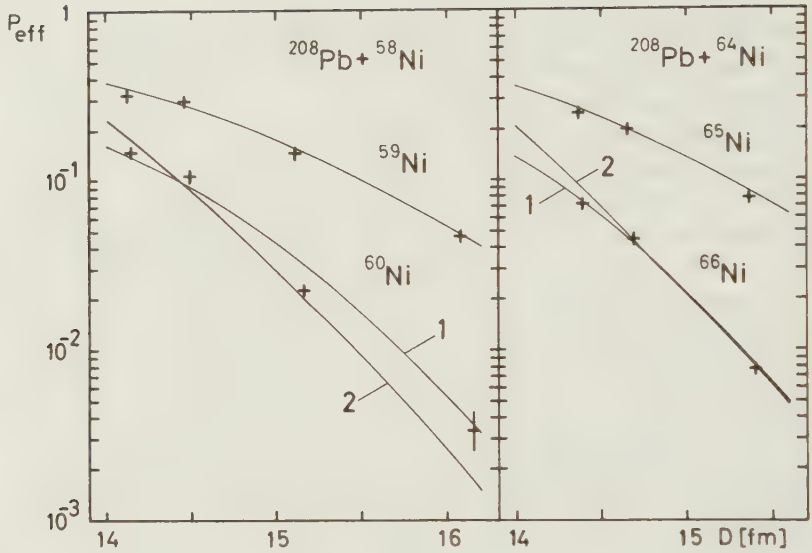

Abbildung 31: Gemessene (Kreuze) und mit einem makroskopischen Modell berechnete Transfer-Wahrscheinlichkeiten (durchgezogene Kurven). Beim Zwei-Neutronen-Transfer zeigen Kurve 1 und 2 die Rechnungen für sequentiellen bzw. simultanen Transfer.

E. INTERMEDIÄRE UND TIEF-INELASTISCHE REAKTIONEN

1. Korrektur des Reaktions-Q-Werts

Die bei intermediären und tief-inelastischen Kernreaktionen dissipierte Energie ΔE_{diss} stellt eine wesentliche Meßgröße dar, da sie bei der Beschreibung der Diffusion eng mit der Zahl der transferierten Nukleonen und somit auch mit der Reaktionszeit korreliert ist. Allerdings ist ΔE_{diss} nicht direkt mit dem (negativen) Reaktions-Q-Wert identisch, vielmehr muß eine Korrektur auf die Potentialdifferenz von Ein- und Ausgangskanal ($\Delta V = V_i - V_f$) durchgeführt werden.
Die dissipierte Energie wird durch die Differenz der kinetischen Energien am Berührungs- und Abreißpunkt gegeben:

$$\Delta E_{diss} = (E_i - V_i) - (TKE - V_f) = -(Q+\Delta V) \equiv -Q^*$$

(E_i, TKE = Schwerpunktsenergie im Ein- bzw. Ausgangskanal).
Entsprechend folgt die korrigierte kinetische Energie im Ausgangskanal:

$$TKE^* = E_i - Q^* \quad .$$

Die potentielle Energie V setzt sich aus dem Coulomb- und dem Kernpotential zusammen, für das das Bass-Fusionspotential angesetzt wurde, so daß gilt:

$$V = e^2 Z_1 Z_2/(R_1+R_2+s) - g(s)\, R_1 R_2/(R_1+R_2) \quad , \text{ wobei}$$

$$R(A) = aA^{1/3} - bA^{-1/3} \qquad (a = 1.16 \text{ fm}, \; b = 1.39 \text{ fm}),$$

$$g(s) = [c_1 \exp(s/d_1) + c_2 \exp(s/d_2)]^{-1} \quad ,$$

($c_1 = 0.03$ fm/MeV, $c_2 = 0.0061$ fm/MeV, $d_1 = 3.30$ fm, $d_2 = 0.65$ fm).
Für den Oberflächenabstand s wurde ein konstanter Wert von s = 1 fm angenommen (g(1 fm) = 14.5 MeV/fm). Eine Deformation der Kerne am Abreißpunkt ließe sich zwar durch einen größeren Oberflächenabstand im Ausgangskanal rechnerisch simulieren, jedoch hätten unterschiedliche Werte von s in Ein- und Ausgangskanal zu Problemen bei kleinen Energieverlusten, wo die Kerne keine starke Deformation erfahren, zur Folge gehabt, so daß darauf verzichtet wurde.

2. Energie- und Winkelbereich der Daten

2.1 Reaktionswinkel

Auf Grund der im Vergleich zu großflächigen Ionisationskammern oder Parallelplattenzählern sowie kernchemischen Methoden vergleichsweise geringen Raumwinkel von einigen msr ist es mit hochauflösenden Meßapparaturen wie dem Flugzeitspektrometer nicht praktikabel, lückenlose Winkelverteilungen von Kernreaktionen zu messen. Demgegenüber können durch die praktisch eindeutige Bestimmung von Massen- und Kernladungszahl und die gute Energieauflösung einige Aspekte der Reaktionen untersucht werden, die sich bei Wegfall einer der Meßgrößen (zum Beispiel der Masse bei Ionisationskammer-Messungen oder der genauen Energie bei kernchemischen Methoden) einer Untersuchung entziehen. Darüberhinaus wird für einige Eigenschaften der Meßgrößen keine starke Winkelabhängigkeit erwartet. Die unterschiedlichen Meßmethoden sollten daher als sich gegenseitig ergänzend betrachtet werden.

Der von den hier beschriebenen Messungen umfaßte Winkelbereich wurde bereits in Abbildung 23 dargestellt. Ein Vergleich mit dem Wilczynski-Plot (zweidimensionale Darstellung des Wirkungsquerschnitts gegen Energie und Reaktionswinkel) des ähnlichen Systems $^{56}Fe + ^{208}Pb$ (E_i = 267 MeV) (Go82) zeigt, daß wegen der Abnahme des Schwerpunktswinkels mit der Energie (s. Abbildung 23) die Daten bei den Laborwinkeln $\vartheta = 37.5°$ und $40°$ bis zu korrigierten Energieverlusten von ca. 80-90 MeV auf dem Maximum der Verteilung des Wirkungsquerschnitts liegen, da die attraktiven Kernkräfte im Schwerpunktsystem eine mit dem Energieverlust ebenfalls zunehmende Ablenkung zu kleineren Streuwinkeln bewirken. Daher können die bei $\vartheta = 37.5°$ und $40°$ gemessenen Daten als für die Reaktion repräsentativ betrachtet werden.

2.2 Energie

Zu größeren Laborwinkeln (kleineren Schwerpunktswinkeln) hin wird der beobachtbare Energiebereich zunehmend durch die Kinematik (s. Abschnitt C.2.2) beschränkt. In Abbildung 32 wird der maximale aus kinematischen Gründen beobachtbare negative Q-Wert als Funktion der Massenzahl A dargestellt (^{208}Pb + ^{58}Ni, ϑ = 37.5°). Mit der gemessenen Verteilung der Kernladungszahlen ergibt sich daraus der schraffierte Bereich für den maximalen Wert des korrigierten Energieverlusts -Q*.

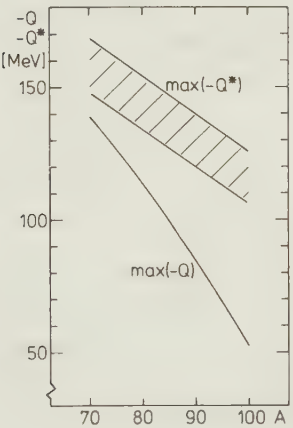

Abbildung 32:
Kinematische Begrenzung von -Q und der daraus folgende maximal beobachtbare reduzierte Energieverlust -Q* (schraffierter Bereich) (^{208}Pb + ^{58}Ni, ϑ = 37.5°).

Da die Minimalenergie von der Masse abhängt, besteht die Gefahr einer Verfälschung der Mittelwerte und Varianzen bei großen Energieverlusten. Deshalb wurden diese Größen jeweils nur bis zu dem Energieverlust analysiert, bei dem für die größten beobachteten Massen noch keine kinematische Begrenzung auftrat. Bei ϑ = 37.5°, 40° bzw. 45° konnten die Daten bis -Q* = 100, 90 bzw. 70 MeV verwendet werden.
Abbildung 33 zeigt die Spektren der auf Potentialdifferenz korrigierten Energie TKE*. Die gezeigten Spektren enthalten noch einen Untergrund von am Gitter des Startdetektors abgebremsten Ionen. Zum Grazing-Winkel (ϑ = 37.5°) hin wird das bei ϑ = 45° noch erkennbare Tal zwischen elastischen

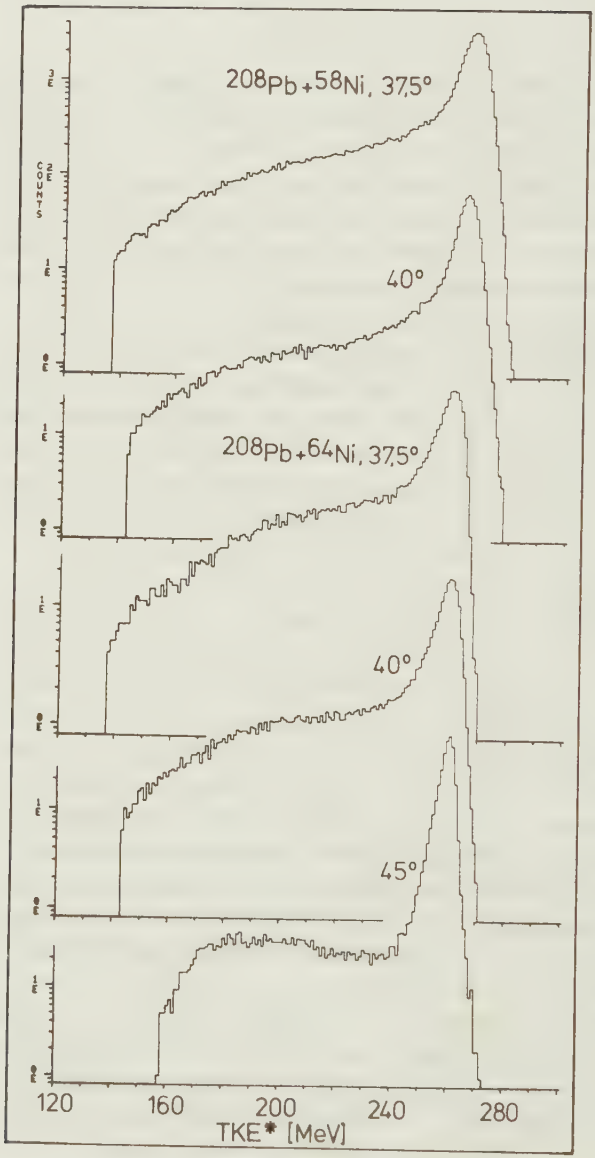

Abbildung 33:
Spektren der auf Potentialdifferenz korrigierten Energie TKE*.

und tief-inelastischen Energien zunehmend durch quasielastische und intermediäre Reaktionen aufgefüllt, wie dies auch bei vergleichbaren anderen Systemen der Fall ist (s. z.B. Ha81).
Der maximale, auf Potentialdifferenz für sphärische Kerne korrigierte Energieverlust liegt bei beiden Systemen mit $-Q^* \approx 130$ MeV wesentlich über der im Eingangskanal am Berührungspunkt ($s \approx 3$ fm) verfügbaren kinetischen Energie (30 MeV). Die beträchtliche Verminderung der potentiellen Energie im Ausgangskanal kann durch eine Deformation der Kerne erklärt werden. Die minimalen Energien im Ausgangskanal (TKE $\approx$ 145 bzw. 155 MeV) liegen bei Berücksichtigung der A- und Z-Asymmetrie in der Größenordnung der von einer Systematik der Kernspaltungs-Energien (Vi66) vorhergesagten Fragment-Energien von ca. 170 MeV.

3. Diffusion

Der Transfer von Nukleonen bei intermediären und tief-inelastischen Reaktionen kann als Diffusionsprozeß verstanden werden (Nö74). Im folgenden sollen die Grundgedanken kurz erläutert werden. Ausführlichere Abhandlungen finden sich z.B. in Nö80 und Gob80.
Es werde die eindimensionale Diffusion in der diskreten Koordinate x betrachtet (x stellt z.B. die Zahl der Nukleonen in einem der beiden Fragmente dar). Die zeitliche Änderung der Besetzungsdichte P(x,t) wird durch die "Master-Gleichung" beschrieben:

$$\partial P(x,t)/\partial t = \sum_{x'} w(x,x',t)\,[\rho(x)P(x',t) - \rho(x')P(x,t)]$$

(ρ = Zustandsdichte, $w(x,x')$ = Übergangswahrscheinlichkeit von x nach x').
Dieses gekoppelte Gleichungssystem läßt sich durch Entwicklung in Potenzen von (x-x') bis zur zweiten Ordnung entkoppeln, was auf die "Fokker-Planck-Gleichung" führt:

$$\partial P(x,t)/\partial t = -\frac{\partial}{\partial x}\,[d_x(x,t)P(x,t)] + \frac{\partial^2}{\partial x^2}\,[D_{xx}(x,t)P(x,t)]$$

(d_x = Drift-Koeffizient, $D_{xx}(x,t)$ = Diffusions-Koeffizient).

Für konstante Drift- und Diffusionskoeffizienten erhält man mit der Anfangsbedingung

$$P(x,0) = \delta(x-x_0)$$

die bekannte Lösung (Nö74):

$$P(x,t) = (4\pi D_{xx} t)^{-1/2} \exp[-(x-x_0-d_x t)^2/4D_{xx} t] \quad .$$

Dies entspricht bei festgehaltenem Zeitpunkt t einer Gauß-Kurve mit dem Schwerpunkt und der Varianz

$$x(t) = x_0 + d_x t \quad ,$$

$$\sigma_x^2(t) = 2D_{xx} t \quad .$$

Das bedeutet, daß der Schwerpunkt der Verteilung sich mit der konstanten Geschwindigkeit d_x vom Anfangswert entfernt, während gleichzeitig die Varianz der Verteilung monoton zunimmt.

Der Drift-Koeffizient d_x hängt wesentlich vom Gradienten der potentiellen Energie ("Driving force") ab. Bei konstantem Diffusions-Koeffizienten gilt bei den üblichen Annahmen über die Niveaudichten die "Einstein-Beziehung"

$$d_x = -(\partial E_{pot}/\partial x) \cdot D_{xx}/T$$

(T = Kerntemperatur).

Unter der Annahme, daß die Übergangswahrscheinlichkeit in beiden Richtungen den gleichen Wert aufweist ("random walk"), ist die Varianz von x direkt mit der Anzahl der unabhängigen Diffusionsschritte n_{Diff} verknüpft. Bei ganzzahligem x gilt

$$\sigma_x^2 = n_{Diff} \quad .$$

Ein Problem des Modells besteht darin, daß die Reaktionszeit sich nicht direkt messen läßt. Im allgemeinen werden als zur Reaktionszeit korrelierte Beobachtungsgrößen der Energieverlust (Sch77) oder, wenn der Verlauf der Ablenkfunktion das erlaubt, der Reaktionswinkel (Nö74) angesehen. Ersteres ist möglich, weil, unter der Annahme, daß die Energiedissipation hauptsächlich durch den Nukleonen-Transfer zustande kommt, der Energieverlust mit der Zahl der transferierten Nukleonen und somit auch mit der Reaktionszeit verbunden ist, letzteres, weil bei entsprechendem Verlauf der Ablenkfunktion die Ablenkung zu kleineren Streuwinkeln über das Trägheitsmoment die Kontaktzeit berechnen läßt.

Im folgenden werden zunächst die Mittelwerte der Massen- und Ladungsverteilungen betrachtet, die nach obigen Beziehungen eng mit dem Verlauf der potentiellen Energie korreliert sein sollten.

4. Mittelwerte der Massen- und Ladungsverteilungen

Zur Untersuchung der Abhängigkeit der A- und Z-Mittelwerte und -Varianzen vom Energieverlust (-Q*) wurde dieser in 10 MeV breite Fenster aufgeteilt. Der Schwerpunkt des ersten Fensters liegt bei -Q* = 0, jedoch ist bereits hier wegen des starken quasielastischen Transfers in niedrigliegende Zustände (s. Kapitel D) eine deutliche Abweichung von der Targetmasse bis zu 0.6 (^{58}Ni) bzw. 0.4 (^{64}Ni) Masseneinheiten festzustellen.
In Tabelle 11 werden die Mittelwerte von A und Z aufgelistet. Die statistischen Fehler der Mittelwerte sind bei kleinen Energieverlusten zu vernachlässigen und steigen auf 0.2 - 0.4 Massen- bzw. 0.1 - 0.2 Ladungseinheiten bei den größten Energieverlusten an (ϑ = 37.5°, 40°). Abbildung 34 zeigt die über mehrere Winkel (^{58}Ni : 37.5°, 40°; ^{64}Ni : 37.5°, 40°, 45°) gemittelten Werte (die Mittelung wurde mit den Wirkungsquerschnitten gewichtet).

4.1 Ladungsäquilibrierung

Beim Vergleich der beiden Reaktionssysteme fällt zunächst das wesentlich tiefere Minimum von <Z> im ^{58}Ni-System auf. Der Grund hierfür ist im unterschiedlichen Neutronenüberschuß im Target zu finden. Während im neutronenreichen ^{64}Ni das Verhältnis N/Z = 1.29 nahe an dem in einem statischen Potentialbild günstigsten Wert von 1.37 liegt, muß beim ^{58}Ni-System (N/Z = 1.07) zunächst ein Gleichgewicht des N/Z-Verhältnisses hergestellt werden. Entsprechend dominiert die Ladungsäquilibrierung, die im Vergleich zur Massenasymmetrie als ein "schneller" Freiheitsgrad bekannt ist (Ga75, Kr77), die Richtung der Drift bei Energieverlusten bis

-Q* [MeV]	$^{208}Pb + ^{58}Ni$ 37.5°	40°	50°	$^{208}Pb + ^{64}Ni$ 37.5°	40°	45°
	Mittelwerte von A					
0	58.62	58.49	58.06	64.40	64.28	64.09
10	58.37	58.32	57.90	63.96	63.81	63.46
20	57.92	57.97	57.48	63.92	63.69	63.00
30	57.90	57.60	56.96	63.98	63.71	63.12
40	58.81	58.62	58.05	64.33	63.78	63.92
50	59.91	59.99	58.94	65.15	65.05	64.88
60	63.00	63.21		67.66	68.06	68.16
70	65.67	65.99		70.52	70.02	70.77
80	70.04	70.08		72.43	73.05	
90	75.28	74.41		78.05	78.28	
100	78.74			80.43		
	Mittelwerte von Z					
0	27.85	27.91	28.00	27.97	27.98	28.00
10	27.17	27.29	27.99	27.78	27.78	27.91
20	26.36	26.59	27.68	27.57	27.51	27.41
30	25.94	25.82	27.90	27.45	27.34	27.16
40	25.98	25.90	26.51	27.45	27.26	27.24
50	26.30	26.28	26.75	27.80	27.77	27.63
60	27.49	27.61		28.82	28.92	29.01
70	28.53	28.71		29.95	29.76	30.29
80	30.40	30.41		30.80	31.03	
90	32.64	32.25		33.34	33.39	
100	34.27			34.52		

Tabelle 11: Mittelwerte von A und Z.

$-Q^* \simeq 40$ MeV im ^{58}Ni-System. Dies geht aus Abbildung 35 deutlich hervor, wo die Entwicklung der Mittelwerte in einem Höhenlinienbild der Potentialflächen in Abhängigkeit von N und Z dargestellt wird.

Die Meßpunkte unterscheiden sich im Energieverlust jeweils um 10 MeV. Der Abstand zwischen zwei gezeichneten Höhenlinien beträgt 1 MeV (^{58}Ni) bzw. 0.5 MeV (^{64}Ni). Die potentielle Energie E_{pot} bezieht sich auf das targetähnliche Reaktionsprodukt und wird durch den auf die

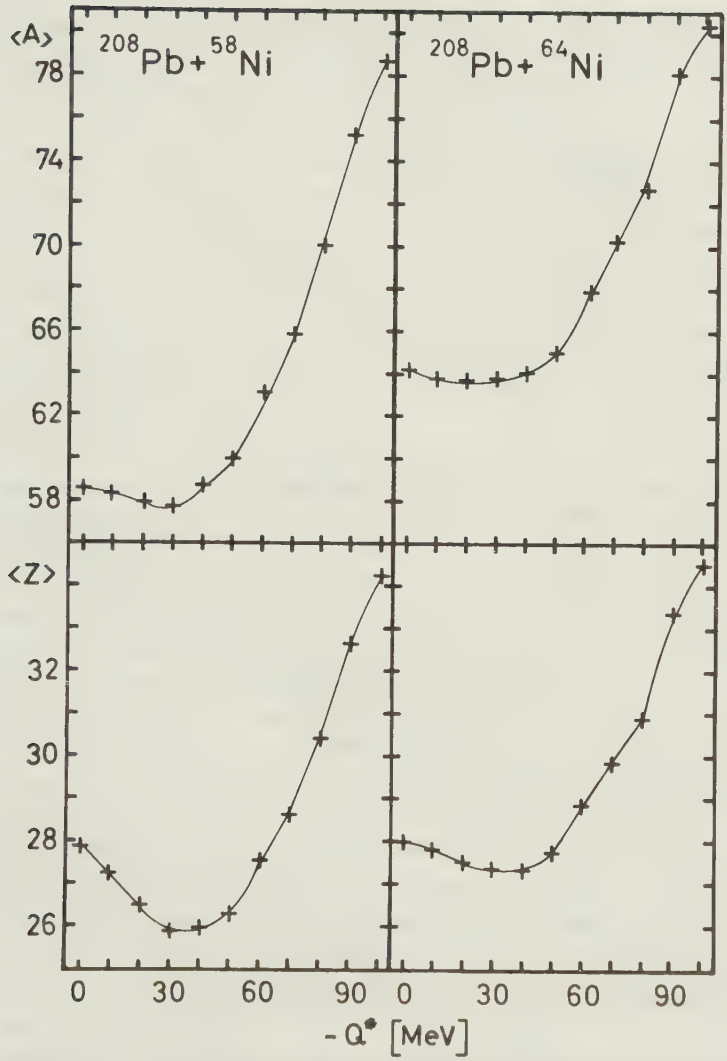

Abbildung 34: Mittelwerte von A und Z als Funktion des reduzierten Energieverlusts -Q* (über mehrere Laborwinkel gemittelt).

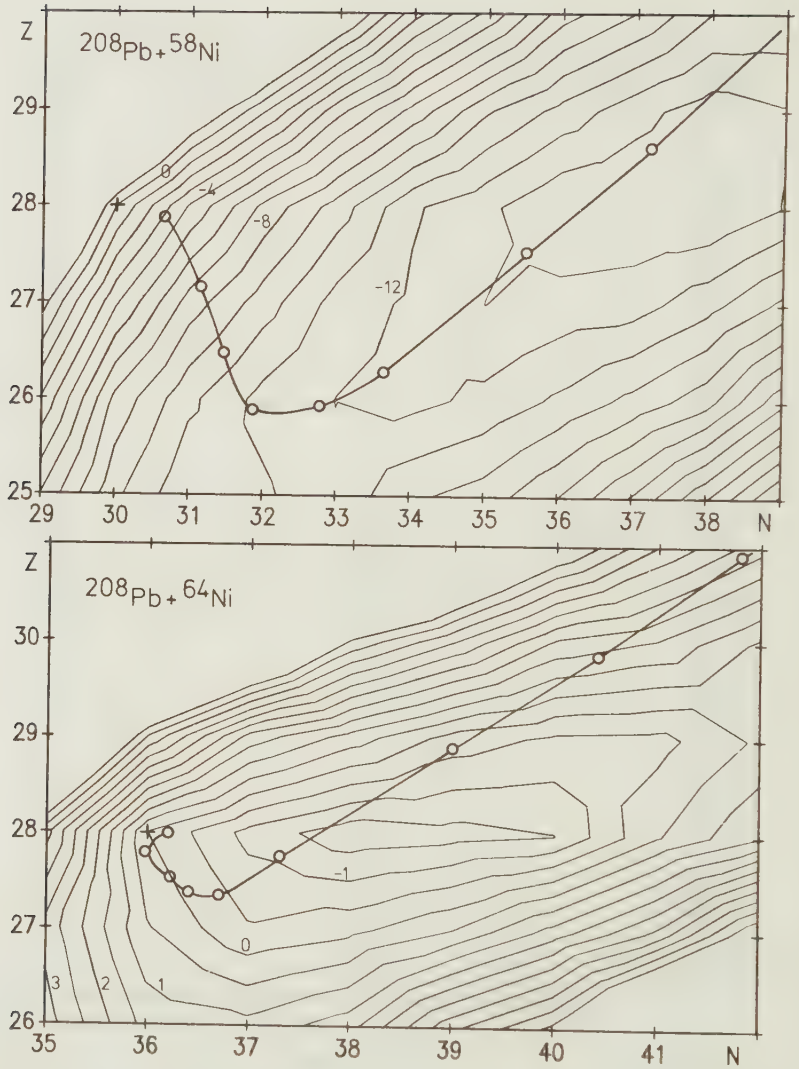

Abbildung 35: Die Entwicklung der Mittelwerte von N und Z, dargestellt in einem Contour-Plot der potentiellen Energie. Die Meßpunkte unterscheiden sich um 10 MeV im Energieverlust. Abstand der Höhenlinien: 1 MeV (^{58}Ni) bzw. 0.5 MeV(^{64}Ni).

Paarungsenergie δ korrigierten Grundzustands-Q-Wert Q_{gg} und die Potentialdifferenz ΔV von Ein- und Ausgangskanal (s. Abschnitt E.1) gegeben:

$$E_{pot} = -(Q_{gg} + \delta + \Delta V)$$

(δ = 0 für gg-, 2 MeV für ug-, gu- und 4 MeV für uu-Kerne).

Zur Berechnung von ΔV wurde wie bei der Korrektur des Energieverlusts ein Oberflächenabstand von s = 1 fm in Ein- und Ausgangskanal angenommen. Die Vergrößerung des Abstands auf s = 3 fm im Ausgangskanal zur Berücksichtigung der Kerndeformation bewirkt im wesentlichen eine Verschiebung des Potentialtals um ca. 0.3 Einheiten in Z-Richtung, da das Coulomb-Potential den stärkeren Anteil im gesamten Potential V ausmacht. Ebensowenig bewirkt eine Berücksichtigung des Zentrifugalpotentials

$$V_l = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2J} \quad \text{mit}$$

$$J = \mu r^2 + \frac{2}{5}(m_1 R_1^2 + m_2 R_2^2)$$

(R = Kernradius, r = Kernabstand, μ = reduzierte Masse)

eine grundsätzliche Änderung der Potentialfläche, da nur die Potentialdifferenzen in die potentielle Energie E_{pot} eingehen, so daß schließlich darauf verzichtet wurde. Bedingt durch die Grundzustands-Q-Werte hat die Potentialfläche für konstante Masse einen parabelförmigen Verlauf, senkrecht dazu fällt sie in Richtung zur Massensymmetrie, das heißt zu größeren Massen beim leichteren Kern, leicht ab.

Die Injektionspunkte (N und Z des Targets) sind als Kreuze in die Potentialflächen eingezeichnet. Im ^{64}Ni-System liegt der Injektionspunkt fast in der Talsohle, beim ^{58}Ni-System dagegen 12 MeV oberhalb des Minimums, so daß das unterschiedliche Verhalten von <Z> verständlich wird.

Weiterhin wird deutlich, daß, gemessen an der so definierten Potentialfläche, die Ladungsäquilibrierung nicht vollständig ist. Die Talsohle wird von den Mittelwerten nicht erreicht, vielmehr kommt <Z> bei gegebenem A nur auf 0.3 (^{58}Ni) bzw. 0.6 (^{64}Ni) Einheiten an das Minimum von E_{pot} heran ($-Q^* \approx 40 - 50$ MeV) und entfernt sich bei größeren Energieverlusten sogar wieder vom Minimum.

Die unvollständige Z-Äquilibrierung kann sowohl durch die Deformation der Kerne im Ausgangskanal erklärt werden (s. oben), als auch durch die Absorption in den Fusionskanal, da der Fusionsradius bei gegebener Masse mit der Neutronenzahl zunimmt. Jedoch kann auch nicht ausgeschlossen wer-

den, daß bei den großen Energieverlusten und damit verbundenen hohen Anregungsenergien das Verfahren der Abdampfungskorrektur, insbesondere die Vernachlässigung der Abdampfung geladener Teilchen, nicht mehr ausreicht, um die primären A- und Z-Verteilungen mit ausreichender Genauigkeit zu bestimmen.

4.2 Massendrift

Die statische Potentialfläche hat, wie beschrieben, einen Einfluß auf die Entwicklung der Mittelwerte von N und Z, jedoch können die Reaktionen nicht vollständig mit diesem Potentialbild erklärt werden. Bei Energieverlusten bis $-Q^{*} \simeq 30 - 40$ MeV wird eine dem Verlauf von E_{pot} widersprechende Drift zur Massenasymmetrie hin beobachtet. In dieser Beziehung verhalten sich die beiden Systeme sehr ähnlich. Das wird deutlich, wenn man die Mittelwerte in Koordinaten betrachtet, in denen die Ladungsäquilibrierung und die Massendrift weitgehend entkoppelt sind. Zu diesem Zweck wurde eine orthogonale Koordinatentransformation (Ba81, Ha81) durchgeführt:

$$u = \alpha(N-N_0) + \beta(Z-Z_0) + u_0$$
$$v = -\beta(N-N_0) + \alpha(Z-Z_0) + \Delta v \quad , \text{wobei}$$
$$\alpha^2 + \beta^2 = 1 \quad ,$$
$$\alpha/\beta = (dN/dZ) \text{ in der Talsohle.}$$

Die Koordinate u verläuft parallel zur Linie der Potentialminima und v senkrecht dazu. Der Verlauf der Minima der (interpolierten) potentiellen Energie für A = const. in der N-Z-Ebene läßt sich jeweils durch zwei Geraden annähern, so daß die N-Z-Ebene jeweils in zwei Bereiche mit unterschiedlichen Transformationsparametern α und β aufgeteilt wurde. Durch die Konstante u_0 wird am Injektionspunkt u = 0 gesetzt. Die Konstante Δv wurde beim ^{64}Ni-System benötigt, um eine Lücke zwischen den zwei Geraden, hervorgerufen durch den Schalenabschluß bei Z = 28, zu berücksichtigen. Die Mittelwerte von u und v sind in Tabelle 12 aufgelistet, Abbildung 36 zeigt die über die Winkel gemittelten Werte.

In beiden Systemen erkennt man an den negativen Werten von $\langle u \rangle$ die Drift zur Massenasymmetrie bei Energieverlusten bis ca. 30 MeV. Der Vergleich

-Q* [MeV]	$^{208}Pb + ^{58}Ni$ 37.5°	40°	50°	$^{208}Pb + ^{64}Ni$ 37.5°	40°	45°
	Mittelwerte von u					
0	0.09	0.04	0.00	0.15	0.04	-0.13
10	-0.07	-0.09	-0.09	-0.07	-0.19	-0.48
20	-0.21	-0.22	-0.41	-0.06	-0.24	-0.74
30	-0.17	-0.36	-0.76	0.03	-0.17	-0.60
40	0.53	0.39	-0.08	0.31	-0.09	0.03
50	1.33	1.40	0.65	0.89	0.82	0.71
60	3.55	3.70		2.68	2.99	3.04
70	5.48	5.69		4.73	4.38	4.83
80	8.57	8.61		6.08	6.53	
90	12.3	11.7		10.0	10.2	
100	14.7			11.6		
	Mittelwerte von v					
0	3.04	3.18	3.55	1.41	1.48	1.60
10	2.29	2.47	3.66	1.34	1.41	1.76
20	1.50	1.76	3.52	1.11	1.15	1.39
30	1.00	1.00	4.24	0.95	0.95	1.02
40	0.59	0.60	1.74	0.79	0.82	0.76
50	0.48	0.41	1.57	0.88	0.91	0.81
60	0.50	0.56		1.00	0.93	1.02
70	0.55	0.64		1.08	1.09	1.43
80	0.90	0.91		1.28	1.29	
90	1.35	1.25		1.90	1.86	
100	1.83			2.30		

Tabelle 12: Mittelwerte der A-Z-Verteilungen in den Koordinaten u (parallel zur Talsohle) und v (senkrecht dazu).

unter Einbeziehung des Systems $^{40}Ar + ^{208}Pb$ (Ha81), wo dieser Effekt ebenfalls beobachtet wurde, zeigt, daß der Effekt mit zunehmender Symmetrie im Eingangskanal schwächer wird.

Bei größeren Energieverlusten stellt sich die erwartete Drift zur Massensymmetrie ein.

Die unvollständige Ladungsäquilibrierung und die Drift zur Massenasymmetrie widersprechen der einfachen, auf dem Verlauf der statischen Poten-

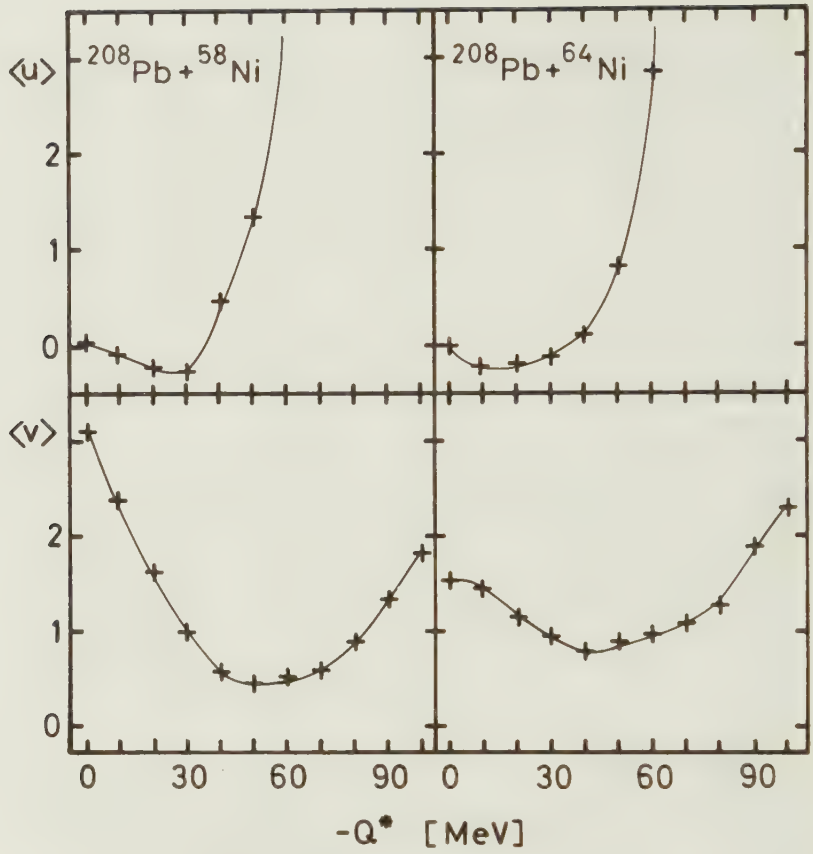

Abbildung 36: Mittelwerte von u und v als Funktion des reduzierten Energieverlusts -Q* (über mehrere Laborwinkel gemittelt).

tialfläche basierenden theoretischen Erwartung einer schnellen vollständigen Ladungsäquilibrierung senkrecht zu den Äquipotentiallinien und einer anschließenden Drift entlang der Talsohle in der Richtung des Potential-Gefälles, das heißt zur Massensymmetrie hin. Allerdings darf auch nicht erwartet werden, daß die statische Potentialfläche den Verlauf der

Reaktion vollständig beschreibt, da keine dynamischen Effekte berücksichtigt werden und außerdem wegen der Anregung und zunehmenden Deformation der Fragmente angenommen werden sollte, daß das tatsächliche Potential sich während der Reaktion laufend ändert.

Von Merchant und Dhar (Me83) veröffentlichte TDHF-Rechnungen zeigen bei Systemen mit hohen Strahlenergien ($E_i/E_B > 1.5$) eine Drift zur Massenasymmetrie. Allerdings ergibt die Rechnung für das in den Massen vergleichbare System $^{208}Pb + ^{74}Ge$ ($\varepsilon = 7.5$ MeV/u) diese Richtung der Drift erst bei hohen Energieverlusten (>110 MeV) und eine Drift zur Symmetrie bei geringeren Energieverlusten, was im Gegensatz zu den hier beschriebenen Messungen steht. Außerdem wird von diesen Rechnungen für geringere Strahlenergien eine Drift in Richtung der Massensymmetrie vorhergesagt. Die umgekehrte Richtung bei hohen Energien wird durch den dabei erreichbaren geringeren Kernabstand begründet. Die hier beschriebenen Pb + Ni-Messungen wurden jedoch bei vergleichsweise geringen Energien ($E_i/E_B \simeq 1.1$) durchgeführt, so daß diese Argumentation darauf nicht anzuwenden ist.

Die Absorption in den tief-inelastischen Kanal als ein möglicher Einfluß auf die Massendrift bei mittleren Energieverlusten wurde bereits im Zusammenhang mit dem quasielastischen Transfer (Kapitel D.3.4) dargelegt.

Darüberhinaus kann die Richtung der Drift mit thermodynamischen Argumenten qualitativ erklärt werden (Ba79, Ha81). Der leichtere Reaktionspartner weist die geringere Wärmekapazität auf und wird daher durch den anfänglichen Nukleonenaustausch auf eine höhere Temperatur aufgeheizt als der schwerere Kern, was eine verstärkte Abgabe von Nukleonen vom leichten zum schweren Kern zur Folge hat. Nach einer gewissen Reaktionszeit stellt sich ein Temperaturgleichgewicht ein, so daß dann die energetisch günstigere Drift zur Massensymmetrie hin einsetzt.

5. Varianzen der Massen- und Ladungsverteilungen

Die Varianzen von u und v sowie von A, Z und N sind in Tabelle 13 und 14 aufgelistet. Der statistische Fehler beträgt ≤ 1% bei kleinen bis ca. 7% bei den höchsten Energieverlusten bei den Winkeln $\vartheta = 37.5°$ und $40°$, bei $\vartheta = 50°$ ist er beträchtlich größer.

Bei der bisherigen Beschreibung des Diffusionsmodells (Abschnitt 3) wurde ein konstanter Drift-Koeffizient angenommen, was nach der Einstein-Bezie-

-Q* [MeV]	$^{208}Pb + ^{58}Ni$ 37.5°	40°	50°	$^{208}Pb + ^{64}Ni$ 37.5°	40°	45°
	u-Varianzen					
0	0.29	0.19	0.010	0.36	0.26	0.082
10	1.04	0.87	0.076	1.22	1.04	0.50
20	2.80	2.00	1.11	2.46	2.33	2.69
30	5.31	4.77	1.99	4.92	5.04	6.11
40	10.6	10.1	12.5	8.90	8.87	12.7
50	17.8	17.6	13.3	14.3	15.6	16.3
60	30.6	32.0		20.6	23.1	29.6
70	39.8	42.4		27.9	28.6	24.0
80	58.4	61.5		36.8	39.6	
90	70.9	59.5		44.6	45.2	
100	56.3			35.8		
	v-Varianzen					
0	0.39	0.30	0.033	0.14	0.10	0.031
10	0.89	0.83	0.093	0.50	0.47	0.35
20	1.22	1.13	0.61	0.61	0.57	0.95
30	1.12	1.07	1.65	0.70	0.72	0.70
40	1.03	0.99	4.03	0.74	0.72	0.68
50	1.00	0.91	5.57	0.75	0.77	0.85
60	0.95	0.90		0.82	0.85	0.91
70	1.06	1.03		0.82	0.78	0.91
80	1.31	1.23		1.11	1.19	
90	1.50	1.41		1.28	1.23	
100	1.34			1.09		

Tabelle 13: Varianzen in den Koordinaten u und v.

-Q* [MeV]	$^{208}Pb + ^{58}Ni$ 37.5°	40°	50°	$^{208}Pb + ^{64}Ni$ 37.5°	40°	45°
	A-Varianzen					
0	1.03	0.76	0.089	0.53	0.38	0.11
10	2.85	2.45	0.19	2.32	2.04	1.05
20	6.13	4.62	2.29	4.74	4.58	5.36
30	10.9	9.74	4.32	9.51	9.73	11.8
40	20.8	19.9	24.3	17.1	17.2	24.3
50	34.7	34.3	26.1	27.7	30.0	31.6
60	59.3	62.2		39.8	44.7	57.8
70	77.4	87.7		54.0	55.3	46.6
80	114	120		71.8	77.6	
90	139	117		88.3	88.7	
100	110			69.9		
	Z-Varianzen					
0	0.19	0.12	0.010	0.042	0.029	0.004
10	0.93	0.83	0.017	0.41	0.41	0.26
20	1.53	1.37	1.19	0.90	0.89	1.25
30	2.26	2.08	0.58	1.69	1.74	2.00
40	3.69	3.55	6.47	2.78	3.00	3.88
50	5.91	5.94	5.60	4.57	4.76	5.33
60	9.87	10.3		6.44	7.35	9.98
70	12.9	14.0		8.91	8.96	7.83
80	19.3	19.9		12.3	13.5	
90	23.7	20.6		16.1	15.6	
100	18.5			12.2		
	N-Varianzen					
0	0.86	0.67	0.081	0.45	0.33	0.11
10	1.51	1.36	0.17	1.50	1.29	0.75
20	2.99	2.26	0.58	2.35	2.18	2.62
30	4.61	4.14	3.45	4.13	4.22	5.02
40	8.29	7.84	11.0	7.04	6.76	9.66
50	13.2	12.8	14.5	10.8	11.9	12.0
60	21.9	22.9		15.3	16.9	20.8
70	28.3	29.8		20.0	20.7	17.4
80	40.7	43.2		25.9	27.6	
90	49.1	40.8		30.0	31.1	
100	39.3			24.7		

Tabelle 14: Varianzen von A, Z und N.

hung bei konstantem Potentialgradienten erfüllt ist. Daraus ergibt sich eine stetige Zunahme der Varianz. In gewisser Näherung gilt dies für die Diffusion entlang der Talsohle von E_{pot}. Senkrecht dazu hat die Potentialfläche jedoch einen nahezu parabelförmigen Verlauf:

$$E_{pot}(v) = E_0 + C/2 \cdot v^2 \quad .$$

Daraus folgt für den Drift-Koeffizienten

$$d_x = -CvD_{xx}/T \quad .$$

Setzt man wiederum eine Gauß-Verteilung als Lösung der Fokker-Planck-Gleichung an, dann erhält man eine Varianz, die zwar zunächst wie bei konstantem d_x mit der Steigung $2D_{xx}t$ anwächst, jedoch später einem Sättigungswert (T/C) zustrebt:

$$\sigma_v^2 = T/C \cdot [1 - \exp(-2D_{xx}Ct/T)] \quad .$$

Dieses Ergebnis steht qualitativ in Übereinstimmung mit den gemessenen Daten.

In Abbildung 37 werden die Varianzen von u (parallel zur Talsohle) und v (senkrecht dazu) dargestellt. Man erkennt das stetige Ansteigen von σ_u^2 und die schnelle Sättigung von σ_v^2, das im Energiebereich 10 MeV ≤ -Q* ≤ 70 MeV nahezu konstant bleibt. Mit dem Sättigungswert $\sigma_v^2 \approx 1$ (^{58}Ni) bzw. 0.8 (^{64}Ni) läßt sich eine Temperatur von 2 MeV abschätzen (C/2 ≈ 1.0 bzw. 1.2 MeV). Dieser Wert erscheint ein wenig zu hoch, da ein nicht zu vernachlässigender Anteil der gesamten Anregungsenergie in kollektiven Freiheitsgraden gebunden sein sollte, jedoch unterstützt das größenordnungsmäßig in einem vernünftigen Rahmen bleibende Ergebnis die zugrundeliegenden Modellannahmen.

Das Abknicken der Varianz von u bei sehr hohen Energieverlusten kommt möglicherweise durch die kinematische Begrenzung zustande.

Zur Untersuchung von Korrelationen der Varianzen untereinander muß das einfache Diffusionsmodell auf zwei Dimensionen (x und y) erweitert werden. Die Fokker-Planck-Gleichung hat dann folgende Form:

$$\partial P/\partial t = -\frac{\partial}{\partial x}(d_x P) - \frac{\partial}{\partial y}(d_y P) + \frac{\partial^2}{\partial x^2}(D_{xx} P) + 2\frac{\partial^2}{\partial x \partial y}(D_{xy} P) + \frac{\partial^2}{\partial y^2}(D_{yy} P) \quad .$$

Für die Varianzen folgt (Ba81):

$$d\sigma_x^2/dt = 2 \cdot (D_{xx} + \sigma_x^2 \cdot \partial d_x/\partial x + \sigma_{xy} \cdot \partial d_y/\partial x) \quad ,$$

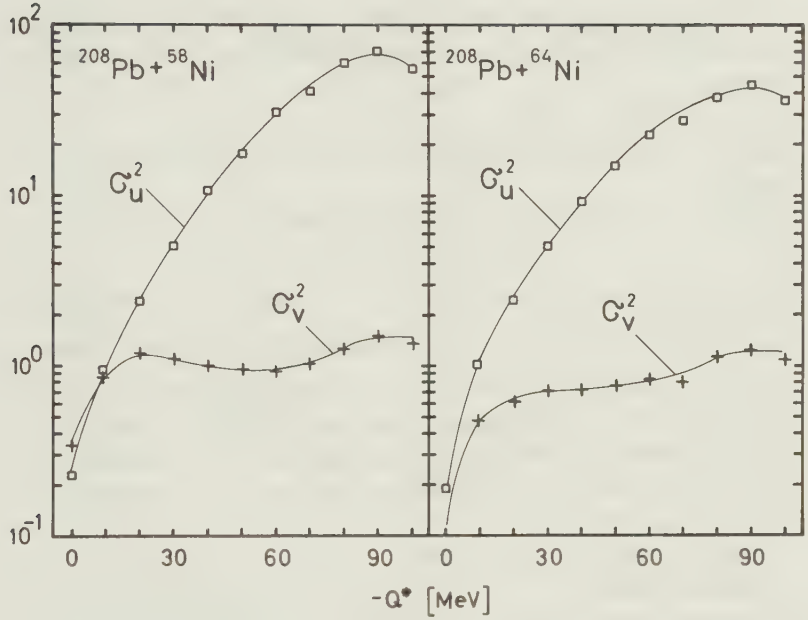

Abbildung 37: Varianzen von u und v als Funktion des reduzierten Energieverlusts -Q* (über mehrere Laborwinkel gemittelt).

$$d\sigma_y^2/dt = 2\cdot(D_{yy} + \sigma_y^2\cdot\partial d_y/\partial y + \sigma_{xy}\cdot\partial d_x/\partial y) \quad ,$$

$$d\sigma_{xy}/dt = 2\cdot D_{xy} + \sigma_x^2\cdot\partial d_y/\partial x + \sigma_y^2\cdot\partial d_x/\partial y + \sigma_{xy}\cdot(\partial d_x/\partial x + \partial d_y/\partial y) \quad .$$

In einem vereinfachten Bild der Potentialfläche werden durch die Wahl der Koordinaten u und v die Differentialgleichungen entkoppelt, da z.B.

$$\partial d_v/\partial u \sim \partial^2 E_{pot}/\partial u\partial v = 0$$

und folglich die gemischten Terme in den Gleichungen verschwinden. Wird die Kopplung in D vernachlässigt ($D_{uv} = 0$), so verschwindet wegen der Anfangsbedingung $(\sigma_{uv})_0 = 0$ die Lösung für die gemischte Breite:

$$\sigma_{uv} \equiv 0 \quad .$$

Die Diffusion kann also als in den Koordinaten u und v entkoppelt angesehen werden.

Die Korrelation zwischen dem Neutronen- und dem Protonen-Transfer wird mit dem Korrelationskoeffizienten ρ_{NZ} beschrieben. Er wird durch die Gleichung

$$\sigma_A^2 = \sigma_N^2 + \sigma_Z^2 + 2\sigma_N\sigma_Z\rho_{NZ}$$

definiert und hat, ausgedrückt durch die Varianzen von u und v, folgende Form:

$$\rho_{NZ} = \alpha\beta\gamma \; / \; [(\alpha\beta\gamma)^2 + (\sigma_u\sigma_v)^2]^{1/2} \quad , \text{ wobei}$$

$$\gamma = \sigma_u^2 - \sigma_v^2 \quad .$$

Daran erkennt man, daß es zwei Fälle gibt, in denen $\rho_{NZ} = 0$ wird, die isotrope Diffusion in N und Z ($\sigma_u^2 = \sigma_v^2$) und die bezüglich N und Z unkorrelierte Diffusion ($\sigma_A^2 = \sigma_N^2 + \sigma_Z^2$). Im letzteren Fall wird die Diffusion nicht durch die potentielle Energie bestimmt, so daß N und Z als Hauptachsen dienen ($\alpha\beta = 0$). Dann gilt für das Verhältnis der Varianzen, wenn die Transferraten jeweils proportional zur Gesamtzahl der Neutronen $\bar{N}$ bzw. Protonen $\bar{Z}$ sind (Be78):

$$\sigma_A^2/\sigma_Z^2 = \bar{A}/\bar{Z} \quad , \quad \sigma_N^2/\sigma_Z^2 = \bar{N}/\bar{Z}$$

($\bar{A}$ = gesamte Masse).

Im Grenzfall einer "linearen Diffusion" entlang der Talsohle der potentiellen Energie, entsprechend einer sehr starken Korrelation von Neutronen- und Protonen-Transfer, gilt $\sigma_v^2 = 0$. Daraus folgt $\rho_{NZ} = 1$ und

$$\sigma_N^2/\sigma_Z^2 = (\alpha/\beta)^2 = (dN/dZ)^2 \text{ im Tal} \quad , \quad \sigma_A^2/\sigma_Z^2 = (1+dN/dZ)^2 \quad .$$

Dieser Grenzfall wird im Spätstadium der Reaktion ($-Q^* \geq 80$ MeV) näherungsweise erreicht, wie der Verlauf von σ_N^2/σ_Z^2 und ρ_{NZ} zeigt (Abbildung 38). Der Korrelationskoeffizient erreicht in beiden Systemen Werte um 0.95.

Bei kleinen Energieverlusten ($-Q^* \leq 10$ MeV) liegt ρ_{NZ} nahe bei Null. Allerdings nimmt das Verhältnis der Varianzen von N und Z sehr große Werte an (5.8 bzw. 14.6 bei $-Q^* \leq 5$ MeV), was auf eine Behinderung des Protonentransfers durch die Coulomb-Barriere (Br80, s. Abschnitt D.3.5) und durch die abgeschlossenen Protonen-Schalen in Blei und Nickel zurückzuführen ist (vgl. Wu81). Die geringere Überhöhung beim ^{58}Ni-System könnte damit zusammenhängen, daß das ^{58}Ni mit einer Neutronenzahl von 30 nicht weit vom Schalenabschluß bei 28 liegt und dadurch der Schaleneffekt bei den Protonen teilweise kompensiert wird.

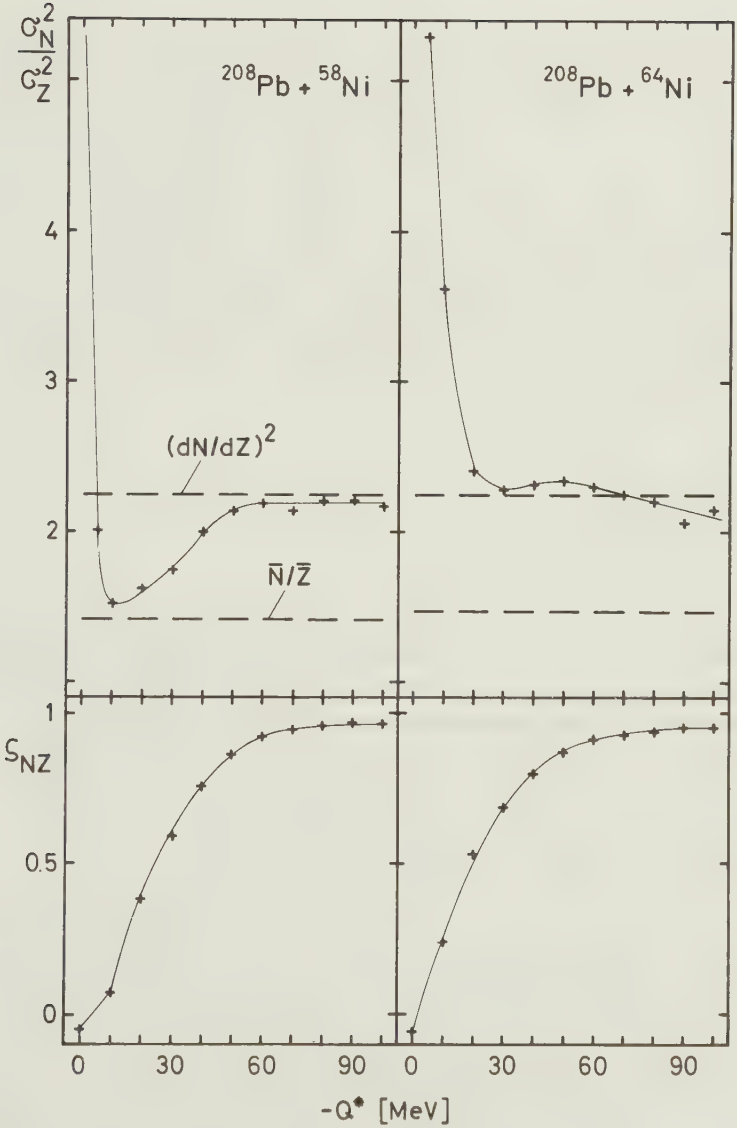

Abbildung 38: Das Verhältnis σ_N^2/σ_Z^2 und der Korrelationskoeffizient ρ_{NZ}.

Im Bereich mittlerer Energieverluste zeigt sich trotz gleichen Verlaufs der Korrelationskoeffizienten ein deutlicher Unterschied im Verhältnis der Varianzen von N und Z bei den beiden untersuchten Systemen. Während das Verhältnis im ^{58}Ni-System, ähnlich dem System ^{40}Ar + ^{208}Pb (Re78), von einem Wert unkorrelierter Diffusion ($\sigma_N^2/\sigma_Z^2 \simeq \bar{N}/\bar{Z}$) allmählich zum entgegengesetzten Grenzwert ($\sigma_N^2/\sigma_Z^2 \simeq (dN/dZ)^2$) ansteigt, erreicht es im ^{64}Ni-System sehr schnell den Wert für korrelierte Diffusion entlang der Talsohle. Der Grund liegt möglicherweise in den unterschiedlichen Injektionspunkten von ^{64}Ni (im Tal) und ^{58}Ni, wo zunächst eine Ladungsäquilibrierung stattfindet.

6. Energieverlustrate

In einem klassischen Modell, das den Transfer als den wesentlichen Mechanismus der Energiedissipation betrachtet, hängt der kinetische Energieverlust beim Übergang eines Nukleons auf den Reaktionspartner in guter Näherung nur von der Nukleonenmasse und der Relativgeschwindigkeit v_{rel} ab, wobei letztere Größe aus der an der Barriere noch vorhandenen kinetischen Energie zu berechnen ist. Die Zahl der übertragenen Nukleonen wird direkt durch die Varianz der Masse gegeben, so daß gilt:

$$- dE/d\sigma_A^2 \simeq mv_{rel}^2/2 = m/\mu \cdot E$$

(μ = reduzierte Masse, E = Energie über der Coulomb-Barriere).

Aus einer Reihe von Messungen ist bekannt, daß die tatsächliche Energieverlustrate beträchtlich höher liegt (Sc80). Das gleiche gilt auch für die hier betrachteten Systeme. Während aus der klassischen Betrachtung anfängliche Energieverlustraten von 0.64 MeV (^{58}Ni) bzw. 0.55 MeV (^{64}Ni) erwartet werden, liegen die gemessenen Werte bei 4.4 bzw. 5.5 MeV.

Die Ursache dafür kann einerseits weiteren dissipativen Mechanismen zugeordnet werden (Br76, Da82), andererseits muß beim Transfer berücksichtigt werden, daß auf Grund des Pauli-Prinzips die Energieverlustrate größer als in der klassischen Betrachtung ist, da kein Transfer in bereits besetzte niedrigliegende Zustände erfolgen kann ("Pauli-blocking"). Bei

Berücksichtigung des Pauli-Prinzips und der Fermi-Bewegung der Nukleonen ergibt sich (Ra79, Dy80)

$$- dE/d\sigma_A^2 = (m/\mu \cdot E_F E)^{1/2} \quad \text{bzw.}$$

$$E^{1/2} = E_0^{1/2} - (m/\mu \cdot E_F)^{1/2} \cdot \sigma_A^2/2$$

(E_F = Fermi-Energie).

Diese Gleichung gilt für unkorrelierten Transfer, wogegen im Falle einer vollständigen Korrelation die direkte Beziehung zwischen der Zahl der übertragenen Nukleonen und der Varianz der Masse nicht mehr gegeben ist, wodurch die Energieverlustrate um den Faktor $2ZN/A^2 \approx 0.5$ geringer wird (Ka82). Kapoor und De gingen bei der Herleitung dieses Faktors davon aus, daß auf einen unabhängigen Transfer ein weiterer korrelierter Transferschritt folgt, und nahmen an, daß die Wahrscheinlichkeit eines ersten, unabhängigen Schritts für Protonen und Neutronen jeweils gleich ist. Es erscheint jedoch sinnvoller, diese Wahrscheinlichkeiten proportional zur Gesamtzahl der Protonen bzw. Neutronen anzunehmen. Nähert man weiterhin das Verhältnis σ_N/σ_Z für Zwischenwerte des Korrelationskoeffizienten in folgender Form an (Lo82)

$$\sigma_N/\sigma_Z = (\bar{N}/\bar{Z})^{(1+\rho)/2} \qquad (0 \leq \rho_{NZ} \leq 1),$$

so erhält man mit dem in Ka82 angewandten Formalismus die Energieverlustrate für beliebige Korrelation

$$-dE/d\sigma_A^2 \approx (1+\rho_{NZ})^{-1} \cdot (m/\mu \cdot E_F E)^{1/2} \quad .$$

Abbildung 39 zeigt den gemessenen Zusammenhang zwischen $E^{1/2}$ und σ_A^2 sowie mit (Kurve 1) und ohne Berücksichtigung der Korrelation (Kurve 2) gerechnete Energieverlustraten. Es wurde der gemessene, vom Energieverlust abhängige Korrelatioskoeffizient verwendet. Die Energie der Barriere wurde mit dem Bass-Fusionspotential (Ba77) bei einem Kernoberflächen-Abstand von 3 fm berechnet. Die hier beschriebenen Messungen eignen sich allerdings nicht gut, um zu überprüfen, ob die Berücksichtigung der Korrelation in dieser Form sinnvoll ist, da wegen der geringen Energie über der Barriere im Eingangskanal (30 MeV) bei größeren Energieverlusten die noch verfügbare kinetische Energie nicht ohne weitergehende Annahmen bestimmt werden kann und sich daher die Betrachtung auf den Bereich kleiner Energieverluste beschränken muß, wo ρ_{NZ} nahe bei Null liegt.

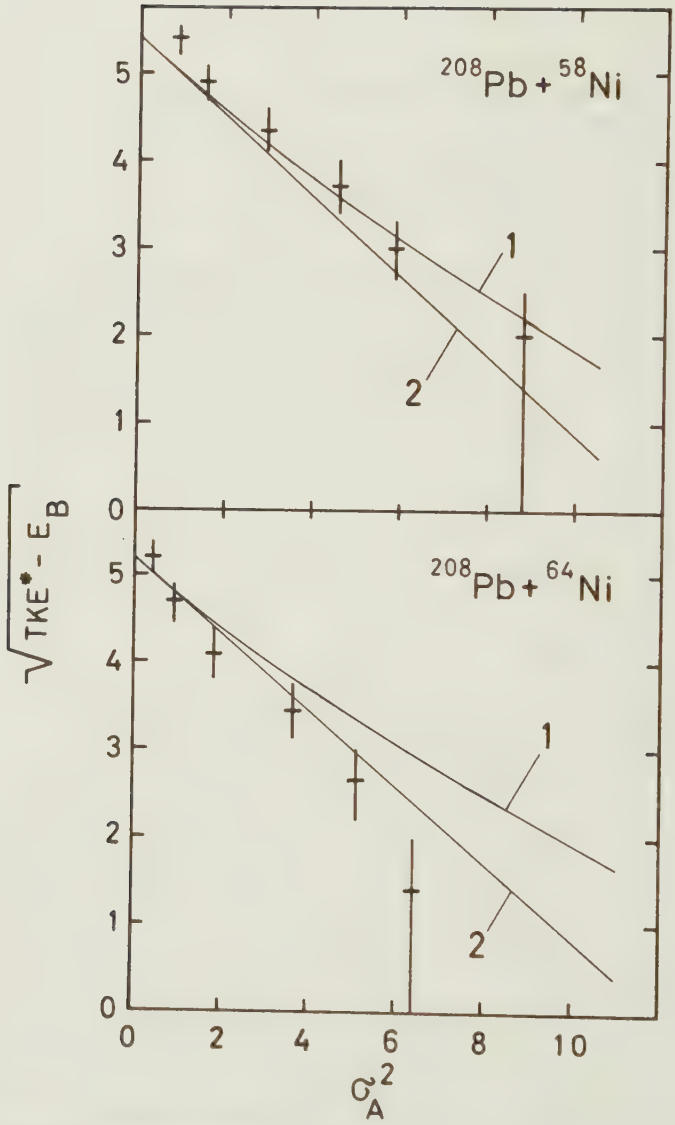

Abbildung 39: Der Zusammenhang zwischen $\sqrt{E}$ und σ_A^2. Rechnung mit (1) und ohne (2) Berücksichtigung der Korrelation.

F. ZUSAMMENFASSUNG DES ZWEITEN TEILS

Am Schwerionenbeschleuniger UNILAC der GSI wurden mit einem fokussierenden Flugzeitspektrometer die Reaktionen $^{208}Pb + ^{58}Ni$ (1215 MeV) und $^{208}Pb + ^{64}Ni$ (1107 MeV) untersucht. Die Schwerpunktsenergien im Eingangskanal lagen jeweils etwa 30 MeV über der Coulomb-Barriere.

Das neu installierte Detektorsystem erfüllte die in es gesetzten Erwartungen. Eine eindeutige Trennung der Reaktionsprodukte nach Masse und Kernladungszahl wurde durchgeführt. Allerdings waren zur Verbesserung der Massenauflösung nachträgliche Korrekturen nicht-idealer Detektoreigenschaften erforderlich. Die Energieauflösung betrug, bedingt durch die Targetdicken, 3-5 MeV.

Eine vollständige Trennung der elastischen Streuung von inelastischen Kanälen wurde nicht durchgeführt. Die mit Hilfe der Peakform-Analyse ermittelte, einige inelastische Kanäle einschließende "elastische" Streuung folgt dem von bekannten Optischen Potentialen her erwarteten Verhalten. Allerdings erfolgt bereits bei relativ großen Kernabständen eine nicht zu vernachlässigende Absorption in quasielastische Transfer-Kanäle.

Im quasielastischen Bereich dominiert der Neutronen-Transfer. Die Transfer-Wahrscheinlichkeiten zeigen bei großen Kernabständen den in halbklassischer Theorie erwarteten exponentiellen Abfall mit dem minimalen Kernabstand einer klassischen Bahn. Das am Grazing-Winkel unterschiedliche Verhalten der Transfer-Wahrscheinlichkeiten vom Blei zum Nickel und in die umgekehrte Richtung wird durch die Konkurrenz des tief-inelastischen Kanals erklärt.

Diese Interpretation unterstützt auch die Erklärung der Massendrift, die im intermediären Bereich bis ca. 30 MeV Energieverlust einen, allerdings im Vergleich zum $^{40}Ar + ^{208}Pb$-System schwächeren Trend zur Massen-Asymmetrie aufweist, der im Widerspruch zum Verlauf der statischen Potentialfläche steht. Daß die Potentialfläche dennoch einen beträchtlichen Einfluß auf die Nukleonen-Diffusion ausübt, wird zum einen an der Ladungs-Äquilibrierung im ^{58}Ni-System deutlich, zum anderen an den Varianzen der Massen- und Ladungsverteilungen, die parallel zum Potentialtal stetig mit

dem Energieverlust zunehmen, dazu senkrecht jedoch sehr schnell einen im Rahmen eines einfachen Diffusions-Modells größenordnungsmäßig vorhersagbaren Sättigungswert erreichen. Die im tief-inelastischen Bereich starke Korrelation an das Potentialtal drückt sich auch im Verlauf der Korrelationskoeffizienten aus, die in beiden Systemen einen Wert von 0.95 erreichen.

Die Energieverlustrate liegt im Rahmen vergleichbarer Systeme und läßt die Berücksichtigung des Pauli-Prinzips auf den Energieübertrag beim Transfer notwendig erscheinen. Der Einfluß der Korrelation auf die Massenvarianz und damit auf die beobachtbare Energieverlustrate wurde wegen der relativ geringen kinetischen Energie an der Coulomb-Barriere nicht abschließend geklärt.

LITERATURVERZEICHNIS

(An82) N. Angert, private Mitteilung.

(Ar73) A.G. Artukh et al., Nucl. Phys. A215 (1973) 91.

(Ar80) U. Arlt et al., Phys. Rev. C22 (1980) 1790.

(Ba75) R. Bass, J. v. Czarnecki, R. Zitzmann, Nucl. Instr. Meth. 130 (1975) 125.

(Bar75) E. Baron, B. Delaunay, Phys. Rev. A12 (1975) 40.

(Ba77) R. Bass, Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 265.

(Ba78) R. Babinet et al., Nucl. Phys. A296 (1978) 160.

(Ba79) R. Bass, Int. Symposium on Continuum Spectra in Heavy Ion Reactions, San Antonio, 1979, Contributions p.43.

(Ba80) R. Bass, Nuclear Reactions with Heavy Ions, Berlin, 1980.

(Ba81) R. Bass, Vorlesung, Frankfurt am Main, 1981.

(Bau81) Y. Baudinet-Robinet, Nucl. Instr. Meth. 190 (1981) 197.

(Be72) H.D. Betz, Rev. Mod. Phys. 44 (1972) 465.

(Be78) F. Beck, M. Dworzecka, H. Feldmeier, Z. Phys. A289 (1978) 113.

(Bi76) J.R. Birkelund et al., Phys Rev. C13 (1976) 133.

(Bl59) J.M. Blatt, V.F. Weisskopf, Theoretische Kernphysik, Leipzig, 1959.

(Br76) R.A. Broglia, C.H. Dasso, A. Winther, Phys. Lett. 61B (1976) 113.

(Br80) U. Brosa, D.H.E. Gross, Z. Phys. A298 (1980) 91.

(Br82) C. Brendel et al., GSI scientific report 1981, Darmstadt, 1982.

(Ch78) R.P. Chestnut et al., EDAS User's Guide, GSI, 1978.

(Da82) M. Dakowski, A. Gobbi, W. Nörenberg, Nucl. Phys. A378 (1982) 189.

(Dy80) P. Dyer et al. Phys Rev. C22 (1980) 1509.

(Ey78) Y. Eyal et al., Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 625.

(Fr78) W.E. Frahn, Nucl. Phys. A302 (1978) 267.

(Ga75) B. Gatty et al., Nucl. Phys. A253 (1975) 511.

(Ge81) B. Gebauer et al., GSI scientific report 1980, Darmstadt, 1981.

(Go79) L.J.B. Goldfarb, W. v. Oertzen, in: Heavy Ion Collisions Vol.I (Herausgeber R. Bock), Amsterdam, 1979.

(Go80) C.R. Gould et al., Z. Phys. A294 (1980) 323.

(Gob80) A. Gobbi, W. Nörenberg, in: Heavy Ion Collisions Vol.II (Herausgeber R. Bock), Amsterdam, 1980.

(Go82) A. Gobbi, private Mitteilung.

(Ha81) V. Hartmann, Dissertation, Frankfurt am Main, 1981.

(Hi79) D. Hilscher et al., Phys. Rev. C20 (1979) 576.

(Jä76) J. Jänecke, Atomic & Nucl. Data Tables 17 (1976) 455.

(Ji81) Jiang Cheng-Lie et al., Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 1039.

(Ka82) S.S. Kapoor, J.N. De, Phys. Rev. C26 (1982) 172.

(Kr77) J.V. Kratz et al., Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 984.

(Le78) M. Lefort, in: Proceedings Predeal International School, Bukarest, 1978.

(Lo77) W.G. Love, T. Terasawa, G.R. Satchler, Nucl. Phys. A291 (1977) 183.

(Lo82) D.K. Lock, R. Vandenbosch, A. Lazzarini, Nucl. Phys. A384 (1982) 241.

(Ma82) D. Maor et al., GSI Scientific Report 1981, Darmstadt, 1982.

(Me71) L. Meyer, Phys. Stat. Sol. B44 (1971) 253.

(Me83) A.C. Merchant, A.K. Dhar, J. Phys. G9 (1983) L21.

(Ni68) V.S. Nikolaev, I.S. Dmitriev, Phys. Lett. 28A (1968) 277.

(No70) L.C. Northcliffe, R.F. Schilling, Nucl. Data Tables A7 (1970) 233.

(Nö74) W. Nörenberg, Phys. Lett. 52B (1974) 289.

(Nö80) W. Nörenberg, H.A. Weidenmüller, Introduction to the Theory of Heavy-Ion Collisions, Berlin, 1980.

(No80) H. Noll, Diplomarbeit, Frankfurt am Main, 1980.

(Od81) T. Odenweller, Diplomarbeit, Frankfurt am Main, 1981.

(Od82) T. Odenweller et al., Nucl. Instr. Meth. 198 (1982) 263.

(Oe78) H. Oeschler et al., Phys. Rev. C18 (1978) 239.

(Re78) J. Randrup, Nucl. Phys. A327 (1979) 490.

(Re78) R.E. Renfordt, Dissertation, Heidelberg, 1978.

(Re81) R.E. Renfordt, H. Noll, K. Sapotta, Nucl. Instr. Meth. 185 (1981) 157.

(Ru74) R.D. Russel, T.C. Streater, CERN Report 74-24, 1974

(Sa78) K. Sapotta, Diplomarbeit, Frankfurt am Main, 1978.

(Sc77) W.U. Schröder, J.R. Huizenga, Ann. Rev. Nucl. Sci. 27 (1977) 465.

(Sch77) W.U. Schröder et al., Phys. Lett. 71B (1977) 283.

(Sc78) W.U. Schröder et al., Phys. Rep. 45C (1978) 301.

(Sc80) W.U. Schröder et al., Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 308.

(Sh78) K. Shima, T. Ishihara, T. Mikumo, Nucl. Instr. Meth. 200 (1982) 605.

(Si82) H. Siekmann et al., Z. Phys. A307 (1982) 113.

(So76) V.M. Sorensen, Z-Limits, GSI, 1976.

(St65) K.G. Steffen, High Energy Beam Optics, New York, 1965.

(Ta79) B. Tamain et al., Nucl. Phys. A330 (1979) 253.

(Vi66) V.E. Viola, Nucl. Data A1 (1966) 391.

(Wa77) A.H. Wapstra, K. Bos, Atomic & Nucl. Data Tables 19 (1977) 177.

(Wi80) W.W. Wilcke et al., Phys. Rev. C22 (1980) 128.

(Wi73) J. Wilczynski, Phys. Lett. 47B (1973) 484.

(Wo81) H.J. Wollersheim et al., Phys. Rev. C24 (1981) 2114.

(Wo82) H.J. Wollersheim et al., Phys. Rev. C25 (1982) 338.

(Wu81) E.C. Wu et al., Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 1874.

Dem Leiter des Instituts für Kernphysik der Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main, Herrn Prof. K. Bethge, danke ich für die mir gebotene Möglichkeit, diese Arbeit am Institut durchzuführen.
In gleicher Weise danke ich Herrn Prof. R. Bock für die mir zur Verfügung gestellten hervorragenden Arbeitsmöglichkeiten bei der Vorbereitung, Durchführung und Analyse der Experimente bei der GSI.

Herrn Prof. R. Bass danke ich für die Themenstellung und die sehr wertvolle Betreuung der Arbeit bis zu seinem plötzlichen Tode im Oktober 1981. Ebenso danke ich Herrn Prof. K. Stelzer für die großzügigerweise übernommene Betreuung nach dem Tode von Prof. Bass und die hilfreiche Beratung bei der Niederschrift der Arbeit.

Den Mitarbeitern der Arbeitsgruppe, insbesondere den Herren V. Hartmann, H. Noll und R. Renfordt, danke ich für die tatkräftige Unterstützung bei der Vorbereitung und Durchführung der Experimente.

Der Beschleuniger-Mannschaft des UNILAC und den Mitarbeitern des Rechenzentrums der GSI sowie allen weiteren Mitarbeitern der GSI und des IKF, die zur Fertigstellung der Arbeit beigetragen haben, sei ebenfalls gedankt.

Tabellarischer Lebenslauf

5.3.1954	geboren in Bad Altheide (Schlesien) als Sohn der Eheleute Paul und Ursula Sapotta
1958	Umsiedlung in die Bundesrepublik Deutschland
1960-1964	Besuch der Volksschule in Hattersheim
1964-1972	Besuch des Main-Taunus-Gymnasiums in Hofheim am Taunus
1972	Abitur
1972-1978	Studium der Physik an der Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main
1978	Diplom-Hauptprüfung
1978-1982	Wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt
zur Zeit	freier Mitarbeiter am Institut für Kernphysik

Meine akademischen Lehrer waren:

Bass, Bauer, Bethge, Czerny, Doiwa, Dreizler, Elze, Gerhardt, Hirst, Junior, Kessel, Klein, Kulze, Kummer, Martienssen, Müller, Müser, Rauch, Reinhardt, Roesky, Schaarschmidt, Schopper, Schütze, Schwarz, Stelzer, Weidmann, Wolf